

TRAITÉ
ÉLÉMENTAIRE
DE PHYSIQUE,

PAR E. PÉCLET,

MAÎTRE DE CONFÉRENCES DE PHYSIQUE A L'ÉCOLE NORMALE,
PROFESSEUR DE PHYSIQUE A L'ÉCOLE CENTRALE DES ARTS ET MANUFACTURES.

OUVRAGE AUTORISÉ
PAR LE CONSEIL ROYAL DE L'INSTRUCTION PUBLIQUE.

—

TROISIÈME ÉDITION,
ENTIÈREMENT REFONDUE.

TOME PREMIER.



Paris,
CHEZ L. HACHETTE,
LIBRAIRE DE L'UNIVERSITÉ ROYALE DE FRANCE,
RUE PIERRE-SARRAZIN, 12.
1838

INTRODUCTION.

La physique a pour objet l'étude des propriétés générales des corps inorganiques que nous pouvons voir, toucher, peser, et celles de plusieurs fluides qui paraissent dépourvus de pesanteur, dont l'existence n'est encore qu'une hypothèse probable ; ces fluides sont : le calorique, les fluides magnétiques et électiques, et la lumière.

Tous les phénomènes du ressort de la physique sont produits par un nombre très limité de faits généraux; si ces faits étaient connus, par une série de raisonnements rigoureux on en déduirait tous les phénomènes compliqués, comme, en géométrie, toutes les propriétés des figures se déduisent d'un petit nombre d'axiomes. Mais ces causes premières sont inconnues : alors, pour connaître les lois des phénomènes et les faits plus simples qui en sont les causes plus ou moins immédiates, on a été obligé d'employer la méthode que nous allons indiquer.

On observe un grand nombre de faits de même nature, en mesurant avec précision les circonstances variables, et on cherche par tâtonnement les lois que suivent les nombres trouvés.

Quand les lois sont très simples, elles sont faciles à découvrir; mais quand elles sont compliquées, ce n'est souvent qu'après bien des essais infructueux, avec de la sagacité, et même du génie, qu'on parvient à les mettre en évidence. Par exemple, quand on plonge verticalement dans l'eau un tube de verre ouvert par les deux bouts, on voit le liquide s'élever dans le tube au dessus du niveau extérieur, et d'autant plus que le diamètre du tube est plus petit; si on fait un grand nombre d'expériences en employant des tubes différents, et si on mesure avec beaucoup de précision les diamètres et les hauteurs d'ascension de l'eau, en comparant la série des diamètres à la série des hauteurs, on reconnaît facilement que les hauteurs sont en raison inverse des diamètres. Quand un rayon de lumière passe de l'air dans un corps transparent, le rayon est dévié de sa route, et se rapproche de la normale au point d'incidence; si on écarte progressivement le rayon incident de la normale, on pourra mesurer, pour chaque position, l'angle du rayon incident et de la normale, et l'angle du rayon réfracté avec la même normale, et on pourra comparer la série des angles d'incidence à la série correspondante des angles de réfraction, et chercher

par tâtonnement la loi de leur dépendance. Descartes parvint à découvrir ainsi que, pour la même substance, les sinus des angles d'incidence et de réfraction sont dans un rapport constant.

Ainsi la découverte des lois des faits bien constatés et bien mesurés présente souvent de grandes difficultés. Mais la mesure des circonstances variables dont on cherche l'influence en présente toujours, car c'est toujours une chose difficile que de mesurer le temps, un angle ou une longueur, avec une grande précision; mais les plus grandes difficultés proviennent souvent de la nécessité de ne faire varier que les circonstances qui doivent être mesurées, et de rendre toutes les autres parfaitement constantes.

Les lois ainsi déduites de l'observation ne sont vraies que dans les limites d'erreur que comportent les expériences elles-mêmes, et dans les limites des expériences faites. Ainsi, les lois déduites des expériences ne peuvent être considérées comme exactes et comme générales que dans des cas très particuliers.

La connaissance des lois des phénomènes est extrêmement importante : car d'abord, en y ajoutant celle d'un certain nombre de constantes, elle permet de déterminer tous les éléments des phénomènes de même ordre. En effet, dans l'exemple que nous avons cité de la réfraction de la lumière, un seul nombre pour chaque substance permettra de déterminer pour chacune d'elles les directions relatives des rayons incidents et réfléchis. En outre, toutes les circonstances des phénomènes qui dépendent de ceux dont on connaît les lois pourront être calculées. C'est ainsi que la loi de la réfraction permet de déterminer exactement la marche de la lumière dans les prismes, dans les lentilles, dans l'œil.

Les lois des phénomènes étant connues, on cherche à s'élever au fait plus général qui les produit. Dans quelques cas, les lois conduisent nécessairement à la cause des phénomènes, mais le plus souvent les rapports découverts entre les phénomènes ne sont pas d'une nature telle qu'on puisse en déduire la cause qui les produit: alors il faut créer des hypothèses, et celle-là seule dont les lois observées sont des conséquences nécessaires sera probable; elle le sera d'autant plus que les phénomènes seront plus nombreux, plus variés, et plus compliqués; mais il n'y aura certitude complète qu'autant qu'il sera démontré qu'aucune autre hypothèse ne satisfait aux mêmes conditions.

Telle est la marche qu'on suit dans les recherches physiques; cette marche est lente, mais elle est sûre. Les faits bien constatés, les lois établies par des expériences exactes, dans des limites suffisamment étendues, sont des acquisitions définitives et qui servent de nouveaux points de départ.

La physique, comme toutes les autres branches de nos connaissances, est bien loin d'être parfaite, et la description des choses que nous ne connaissons pas, ou du moins que nous ne connaissons que d'une manière imparfaite, serait incomparablement plus étendue que celle de nos

connaissances acquises. A la vérité il existe un grand nombre de phénomènes dont on connaît les lois et les faits d'un ordre plus élevé qui les produisent; mais il en existe un plus grand nombre dont on connaît à peine quelques lois, et d'autres plus nombreux encore dont les lois et l'origine sont complétement inconnues. Cependant, dans son état actuel, la physique renferme la connaissance d'un grand nombre de phénomènes d'une grande importance, et sous le point de vue purement philosophique, et sous le rapport de leur application aux autres sciences, à l'économie domestique et aux arts.

La méthode d'invention est évidemment la seule qui puisse être suivie dans l'exposé des découvertes; mais dans toutes les sciences d'observation, il est impossible de suivre un ordre rigoureux dans lequel on ne se fonde jamais que sur ce qui précède. De quelque manière qu'on s'y prenne, on est toujours obligé de faire des pétitions de principes. J'ai cherché à en faire le moins possible, et cependant à ranger les matières dans un ordre méthodique qui soulage la mémoire et facilite les recherches. Tous les articles qui exigent du calcul ont été mis en petits caractères, de sorte que le texte courant forme un traité très élémentaire, et les deux textes réunis un traité aussi complet que le comporte le cadre dans lequel j'ai dû me renfermer.

Le tableau suivant contient l'ordre adopté.

Ire Partie. — Corps pondérables.....	Propriétés générales des corps.
	Propriétés des corps solides.
	— des corps liquides.
	— des corps gazeux.
	Acoustique.
IIe Partie. — Fluides impondérables.	Chaleur.
	Magnétisme.
	Électricité statique.
	Électricité dynamique.
	Lumière.

J'ai introduit dans cette troisième édition toutes les découvertes importantes qui ont été faites depuis la seconde. Ce livre a d'ailleurs éprouvé de si grands changements, qu'on doit plutôt le considérer comme une publication nouvelle que comme une réimpression.

—

FAUTES ESSENTIELLES A CORRIGER.

Pages.	Lignes.	
13	13	les carrés, *lisez* les racines carrées.
27	25	fig. 24, *lisez* fig. 20.
37	13	n° 70, *lisez* n° 67.
77	2	$\alpha = 1/2\,\beta$, *lisez* $\beta = 1/2\,\alpha$.
112	23	$(D - D') : D$, *lisez* $(D - D') : D'$.
124	17	51,2, *lisez* 5,12.
132	23	2/5, *lisez* 2/3.
162	2	le vase d'orifice, *lisez* le vase et l'orifice.
163	16	dessus, *lisez* dessous.
172	24	(00), *lisez* (65).
172	36	$h' = h - 0{,}1\,h^2$, *lisez* $h' = h - (0{,}1\,h)^2$.
204	1	fig. 109*A*, *lisez* fig. 190*A*.
233	2	fig. 110, *lisez* fig. 210.
244	22	*CD*, *lisez* *BC*.
276	28	de l'air, *lisez* de température de l'air.
284	17	$= 6$, *lisez* $= 12$.
284	22	*mi*$_4$, *lisez* *mi*$_5$.
286	15	vibrations par, *lisez* vibrations doubles par.
288	4	demi-tons majeurs ou mineurs, *lisez* demi-tons majeurs.
305	17	vibrations par, *lisez* vibrations doubles par.
315	30	quelques jours, *ajoutez* et le nombre des vibrations est changé.
329	23	ovale, *lisez* ronde.
329	26	ronde, *lisez* ovale.
355	44	a_e, *lisez* a^e.
375	31	$x - \sqrt{}$, *lisez* $-x\sqrt{}$
384	25	$t =$, *lisez* $\varphi t =$.
387	26 et 29	$= h''(b - t')$, *lisez* $= Sh''(b - t')$.
392	22	fig. 391, *lisez* 400.
461	11	29, *lisez* 39.
478	6	capacité de l'hydrogène par rapport à l'eau 0,2936, *lisez* 3,2936.
559	3	de 0° à 20°, *lisez* de 0° à 30°.

TRAITÉ

ÉLÉMENTAIRE

DE PHYSIQUE.

PREMIÈRE PARTIE.

CORPS PONDÉRABLES.

1. Les corps pondérables se présentent sous trois états différents : tantôt ils ont une forme extérieure fixe, qu'on ne peut leur faire abandonner qu'en employant un effort plus ou moins considérable ; tantôt leurs différentes parties cèdent facilement à la plus petite pression, et prennent la forme des vases qui les renferment ; d'autres fois, enfin, semblables à l'air, les parties qui les constituent paraissent totalement dépourvues d'adhérence. Sous ces différentes formes les corps prennent les noms de *Corps solides*, *Corps liquides*, *Corps gazeux*.

2. On désigne sous le nom de propriétés générales des corps celles qui leur sont communes, quel que soit leur état. Elles sont au nombre de quatre, savoir : l'*Etendue*, l'*Impénétrabilité*, la *Divisibilité*, et la *Mobilité*.

CHAPITRE PREMIER.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES CORPS.

§ I. *Etendue.*

3. Tous les corps occupent nécessairement un certain espace; cet espace est leur *étendue*. L'étendue a trois dimensions : la longueur, la largeur et la profondeur. On considère cependant, en géométrie et en physique, les surfaces qui n'ont que deux dimensions, les lignes qui n'en ont qu'une, et les points qui sont dépourvus de toutes les trois; mais ce sont des abstractions, comparables à celles de l'arithmétique : les surfaces, les lignes et les points n'existent pas plus dans la nature que les nombres. Nous ne donnerons aucun détail sur les propriétés de l'étendue, elles sont du ressort de la géométrie; mais il est nécessaire de décrire les instruments qu'on emploie pour la mesurer avec précision.

4. Tout se réduit, en dernière analyse, à mesurer des lignes droites et des angles. On mesure les premières en promenant sur leur longueur l'unité linéaire. Un angle se mesure par le nombre de degrés renfermés dans l'arc de cercle compris entre ses côtés et décrit de son sommet comme centre. Le cercle se divise en 360 degrés, chaque degré en 60 minutes, et chaque minute en 60 secondes. Lorsque les lignes et les arcs ne correspondent pas exactement aux divisions tracées sur l'unité de longueur, ou sur le limbe de l'instrument, on emploie, pour estimer la petite fraction excédante, un appareil fort ingénieux, imaginé par un géomètre nommé Vernier, et qui a conservé le nom de son auteur.

5. *Vernier.* Soit *AB* (*fig.* 1) une règle divisée en parties égales, et *CD* une autre règle dont la longueur renferme 9 divisions de la première, et qui est divisée en dix parties égales; cette dernière porte le nom de *vernier*. Ces deux règles étant disposées ainsi que l'indique la figure, il est évident que les distances successives de chaque division de la règle supérieure à la suivante de la règle in-

férieure 01′, 12′, 23′, 34′, etc., sont égales à 9/10, 8/10, 7/10, 6/10, 5/10, 4/10, 3/10, 2/10, 1/10, d'une des divisions de la règle supérieure, et que l'un quelconque de ces intervalles est égal à autant de dixièmes qu'il reste de divisions dans le vernier jusqu'à la coïncidence D.

D'après cela, pour mesurer une barre MN (*fig.* 2 et 3), on l'appliquera contre une règle PQ, divisée en parties égales, de manière que leurs extrémités soient dans un même plan perpendiculaire à la direction commune, et l'on placera le vernier à l'autre extrémité de la barre à mesurer, et contre la règle divisée. La longueur de MN est de 32 divisions, plus une fraction ab. Pour en obtenir la valeur, on comptera sur le vernier le nombre de divisions jusqu'à la coïncidence, et ce sera le nombre de dixièmes cherché; la longueur de la barre est alors de 32,4 dans la fig. 2; elle est de 32,6 dans la fig. 3. Ainsi, avec cet instrument on pourra mesurer la longueur d'une règle à moins de 1/10 d'une des divisions de la règle étalon. Il est évident que, si le vernier embrassait 19 divisions, et était divisé en 20 parties égales, on obtiendrait une approximation à moins de 1/20. On ne pourrait pas obtenir cependant une approximation indéfinie, à cause de l'épaisseur des traits de la règle et du vernier, qui ne permettrait pas de juger facilement les divisions de coïncidence, si le vernier en renfermait un trop grand nombre. On a reconnu qu'avec le vernier on ne pouvait pas atteindre une approximation plus grande que 1/50 de millimètre.

Tout ce que nous venons de dire pour la mesure des lignes droites est également applicable à la mesure des arcs de cercle: aussi tous les instruments qui servent à mesurer les angles portent à l'extrémité du rayon ou du diamètre mobile, qu'on désigne sous le nom d'*alidade*, une portion de cercle qui s'applique exactement sur le limbe, et sur laquelle est tracé le vernier. Les verniers rectilignes ou circulaires sont souvent garnis d'une vis de rappel, pour en diriger facilement et lentement le mouvement.

6. *Machine à diviser les lignes droites.* La division d'une ligne en parties égales est une opération souvent nécessaire, et qui présenterait, avec les moyens ordinaires, de très grandes difficultés, si l'on voulait l'exécuter avec une certaine précision. Mais, au moyen de la machine que nous allons décrire, cette opération devient d'une extrême simplicité.

Soit $ABCD$ (*fig.* 4) un plateau de bois; EF une vis de rappel, mobile dans deux coussinets fixes Q et Q', au moyen d'une manivelle K. Dans cette vis s'engage un écrou U, embrassant un grand

nombre de pas, et auquel est fixée une règle *TG*, que l'écrou fait mouvoir parallèlement à sa longueur. Cette règle porte une pièce *XY*, mobile sur une charnière et à l'extrémité de laquelle est fixé un burin ou un diamant. Le cercle *PP'* qui tourne avec la vis est destiné à mesurer, au moyen de l'index fixe *M*, les tours et les fractions de tour de la vis. Lorsqu'on veut diviser une ligne droite, on fixe sur le plateau l'objet sur lequel elle est tracée, de manière que la ligne à diviser soit horizontale, et que la pointe du burin ou du diamant, dans son mouvement produit par celui de la règle, puisse la parcourir; on amène alors la pointe à une des extrémités de la ligne à diviser, et on la lui fait parcourir en totalité. On divise ensuite le nombre de tours et de fractions de tours employés pour cette opération par le nombre de divisions qu'on veut effectuer, et on obtient le nombre de tours et de fractions de tours correspondant à chaque division. En faisant marcher successivement l'écrou de cette quantité, on amènera la pointe du burin aux points de la ligne où doivent se trouver les divisions; et pour tracer ces divisions il suffira, s'il s'agit d'un tube, de lui donner un mouvement de rotation sur lui-même, lorsque le diamant appuiera sur sa surface, et, s'il s'agit d'une plaque, de donner au burin un mouvement perpendiculaire à la règle *GT*. La figure représente la disposition employée pour diviser les tubes de verre : *M* et *N* sont les supports en bois sur lesquels le tube est retenu par des cordes à boyaux.

7. *Instrument destiné à mesurer de petites longueurs.* Cet appareil (*fig.* 5) est fondé sur le même principe que celui fig. 4. La vis *AA*, parfaitement bien travaillée, s'engage dans l'écrou fixe *BB*; elle porte en avant un cercle divisé *CC*, dont la circonférence, dans sa rotation, reste en regard de l'échelle divisée *DD*. Chaque division de l'échelle correspondant à la hauteur d'un pas de la vis, on peut estimer, au moyen de cet appareil, une fraction de cette distance égale à l'unité divisée par le nombre des divisions du cercle. Cet appareil est principalement destiné à mesurer de petites épaisseurs. Pour cela on commence par placer contre la traverse fixe *EE* le corps dont on veut mesurer une des dimensions ; on amène, par le mouvement de la vis, la pièce mobile *FF* en contact avec lui ; ensuite on enlève le corps, et on amène cette même pièce mobile en contact avec la traverse *EE* : la course de la vis, dans ce dernier mouvement, est évidemment égale à l'épaisseur du corps.

S'il s'agissait de mesurer le diamètre d'un fil métallique qui aurait une assez grande longueur, on pourrait le déterminer avec une

approximation indéfinie en l'enroulant sur un petit cylindre, de manière que les circonvolutions se touchent, mesurant l'espace occupé par un certain nombre, et divisant cet espace par leur nombre.

Lorsque les objets à mesurer ont de très petites dimensions, on les mesure en les plaçant sur des plaques de verre où l'on a tracé avec une pointe de diamant des lignes également espacées et très voisines ; en observant avec un microscope simple ou composé le nombre de divisions couvertes par l'objet, on obtient une de ses dimensions avec une approximation mesurée par la distance de deux raies voisines. Comme on est parvenu à en tracer 400 dans un millimètre, l'approximation est alors de 1/400 de millimètre.

8. *Sphéromètre.* Cet instrument, imaginé par M. Cauchoix, a beaucoup d'analogie avec celui que nous venons de décrire ; il a pour objet de vérifier la sphéricité des lentilles, et peut servir en même temps à mesurer les épaisseurs des lames minces. Il est composé (*fig.* 6) de trois tiges horizontales solidaires, traversées par trois tiges verticales fixes, terminées par des pointes mousses ; au centre se trouve un écrou, dans lequel s'engage une vis portant un cercle divisé qui parcourt une échelle fixe. Pour vérifier l'égalité de courbure d'un verre, on pose d'abord l'instrument sur la surface du verre, et l'on fait descendre la vis jusqu'à ce que l'extrémité de la tige qui la termine touche le verre : on reconnaît que le contact a lieu quand l'instrument peut tourner sur le verre avec une parfaite liberté ; alors, en promenant l'instrument sur la surface du verre, le moindre changement devient appréciable, parce que, la vis centrale et les trois pointes ne touchant plus simultanément, le mouvement produit un frottement rude et un son particulier. On peut aussi vérifier facilement, à l'aide de cet appareil, si la surface d'une plaque est parfaitement plane, en le promenant sur différents points de la surface du verre.

Quant à la manière de se servir de cet instrument pour mesurer les épaisseurs des lames minces, elle est la même que quand on emploie l'instrument fig. 5.

9. *Comparateur.* Cet instrument est destiné à mesurer avec une grande précision la différence de longueur de deux règles, lorsque ces longueurs diffèrent peu l'une de l'autre. Il est composé d'une règle métallique AA (*fig.* 7) bien droite, portant à son extrémité un talon a; cette règle reçoit par son autre extrémité le châssis BB, qui peut en parcourir toute la longueur, et que l'on fixe dans une position quelconque par deux vis de pression. Ce châssis

porte un tourillon *b*, autour duquel tourne le levier coudé *cbd*; dont les deux branches *cb* et *bd* ont des longueurs inégales ; à l'extrémité *d* de la longue branche se trouve un arc de cercle *ef*, divisé et garni d'un vernier. En admettant que le levier *db* soit dix fois plus grand que le levier *cb*, il est évident que, si l'on fait parcourir à l'extrémité du dernier un espace de 1 millimètre, l'extrémité *d* du levier *bd* parcourra sur le cercle divisé un espace de 10 millimètres : de sorte que, si l'arc de cercle est divisé en demi-millimètres, et si le vernier permet d'estimer des dixièmes de ces divisions, c'est-à-dire des 1/20 de millimètre, comme les mouvements du second levier sont décuples du premier, on pourra réellement estimer des demi-centièmes de millimètre.

Pour mesurer, au moyen de cet instrument, la différence de longueur de deux règles métalliques très peu différentes l'une de l'autre, on place d'abord une d'elles sur la plaque *AA*, de manière que son extrémité s'appuie sur le talon *a*; ensuite on amène le châssis *BB* près de son autre extrémité, on le fixe de manière que le vernier corresponde à peu près au milieu de la division, et on note exactement la division à laquelle correspond l'index du vernier; on remplace alors la première règle par la seconde. Le levier *bc*, pressé par le ressort *r*, viendra s'appliquer exactement contre son extrémité ; et, en comparant l'indication du vernier dans cette seconde opération avec celle correspondante de la première, on en déduit facilement la différence de longueur des deux règles.

Quant aux instruments destinés à mesurer les angles, la plupart étant fondés sur différentes propriétés de la lumière, nous ne pourrons les étudier que plus tard.

10. *Différentes espèces d'unités employées à la mesure de l'étendue.* Les unités dont on se sert sont de trois espèces : les unes sont destinées à mesurer les longueurs, les autres les surfaces, et les dernières les volumes; mais toutes dépendent de l'unité linéaire. L'unité de longueur maintenant généralement adoptée en France porte le nom de *mètre*. C'est la dix-millionième partie de la distance de l'équateur au pôle. La longueur de l'étalon en platine présenté au corps législatif le 22 juin 1799, et conservé aux archives du royaume, a pour longueur, à la température de zéro, 443,296 lignes de la toise de l'*Académie*. Le mètre est divisé en dix parties, qui portent le nom de *décimètre;* chaque décimètre se divise en dix parties, qui portent le nom de *centimètre,* et chaque centimètre en dix *millimètres*. Pour les grandes étendues on emploie des unités

qui portent le nom de *kilomètre* et de *myriamètre*, et renferment, la première 1,000 mètres, et la seconde 10,000 mètres. L'unité de surface la plus fréquemment employée est le mètre carré. Pour les grandes étendues on prend pour unité une surface de 100 mètres carrés, qu'on désigne sous le nom d'*are;* ou de 10,000 mètres carrés, qu'on désigne sous le nom d'*hectare*. Pour les volumes, l'unité est le décimètre cube, qui porte le nom de *litre,* ou l'*hectolitre*, qui, comme son nom l'indique, renferme 100 litres. Enfin, pour la mesure des bois, on prend le mètre cube pour unité, sous le nom de *stère*. Toutes ces unités se sousdivisent en parties décimales.

§ II. *Impénétrabilité.*

11. Deux corps ne peuvent occuper en même temps le même lieu : c'est cette propriété qu'on désigne sous le nom d'*impénétrabilité.*

Quoique cette propriété de la matière soit évidente, il se présente souvent des circonstances où elle paraît être en défaut. En effet, tous les corps, dans quelque état qu'ils se présentent, peuvent toujours éprouver une diminution de volume par la pression; un grand nombre, en se combinant, subissent aussi une diminution de volume; et enfin il en existe à qui leur structure permet d'absorber des gaz et des liquides sans changer sensiblement de volume : tels sont les bois, les éponges, etc. Ces pénétrations apparentes proviennent uniquement de ce que l'on confond le lieu d'un corps avec son volume apparent. Ce dernier est toujours beaucoup plus grand : car les parties matérielles qui constituent les corps dont la substance paraît la plus continue ne se touchent jamais; elles sont toujours séparées par des intervalles plus ou moins considérables, et dans un grand nombre de corps la continuité de la matière est interrompue en outre par des espaces plus ou moins grands, souvent très apparents, qu'on désigne sous le nom de pores. On concevra facilement, d'après cela, la cause des différentes anomalies dont nous venons de parler : dans la diminution de volume résultant de la pression ou des actions chimiques, il y a seulement rapprochement des éléments matériels des corps; dans l'imbibition, le liquide s'introduit dans les pores apparents, et dans aucun cas il n'y a pénétration réelle.

§ III. *Divisibilité.*

12. Tous les corps sont divisibles, et, pour un grand nombre, la division peut être portée jusqu'à un point qui effraie l'imagination. Par exemple, l'or peut être réduit en lames tellement minces, qu'une feuille de cinquante pouces carrés ne pèse qu'un grain (cinquante-trois milligrammes). Cette surface peut se diviser en deux millions de parties sensibles à l'œil.

Dans l'art du tireur d'or, la division va encore plus loin. Les fils d'argent dorés dont on se sert pour la broderie s'obtiennent en passant à la filière un cylindre d'argent recouvert de plusieurs lames d'or, dont le poids est d'une once (3 décagrammes); on parvient à obtenir un fil aussi délié qu'un cheveu, dont tous les points de la surface sont recouverts d'or, et de la longueur de 444,000 mètres, c'est-à-dire de 113 lieues de 2000 toises. Ce fil, aplati au laminoir, a 1/9 de ligne de largeur. On peut alors considérer ce fil comme étant recouvert de deux lames d'or. Chacune de ces lames pouvant être divisée dans le sens de la largeur en deux parties visibles, et chaque millimètre en longueur pouvant également être divisé en huit parties appréciables, on obtiendra, par cette opération, quatorze billions de parties visibles.

Les substances odorantes, dont plusieurs, après avoir répandu leurs émanations dans des espaces très étendus, n'ont pas sensiblement diminué de poids, et une foule d'autres faits, attestent que, dans un grand nombre de circonstances, la division de la matière est portée jusqu'à une limite très reculée.

13. On a long-temps agité la question de la divisibilité ou de la non-divisibilité de la matière à l'infini. S'il s'agit seulement de la possibilité d'une division idéale et purement géométrique, il n'y a pas de doute qu'on ne puisse la concevoir indéfinie. Mais, s'il est question de la division effective, nous ne pouvons rien affirmer : pour cela il faudrait connaître la nature intime des corps, et elle nous est complétement inconnue ; d'ailleurs, c'est une question entièrement métaphysique, et qui n'a aucune importance. Ce qui importe, c'est de savoir si, dans certaines circonstances, la matière est réellement divisée à l'infini, ou s'il y a une limite qui n'est jamais dépassée.

En examinant les différents procédés mécaniques employés pour diviser la matière, on s'aperçoit bientôt que, par ces moyens, il est

impossible de la diviser indéfiniment, quand bien même elle se prêterait à cette opération. D'ailleurs, tous les résultats de nos divisions mécaniques, de quelque ténuité qu'ils soient à la vue simple, examinés au microscope, paraissent susceptibles d'une division plus grande. Les limites de la divisibilité sont beaucoup plus reculées lorsque les corps agissent les uns sur les autres. Par exemple, lorsqu'un sel est dissous par l'eau, les parties dans lesquelles le sel a été réduit sont si petites, qu'elles échappent non seulement à l'œil nu, mais encore à l'œil armé du plus fort instrument d'optique. Dans cette opération, la division est poussée au delà des limites de nos organes; mais on ne peut pas en conclure qu'elle l'ait été jusqu'à l'infini. Il est au contraire infiniment probable que la division, dans ce cas même, atteint toujours une certaine limite, et ne la dépasse jamais, soit qu'une division plus grande soit réellement impossible, soit que les forces nécessaires pour l'effectuer ne se présentent pas : car la physique et la chimie offrent à chaque pas de nouvelles preuves de la division limitée de la matière; et un grand nombre de phénomènes de ces sciences seraient tout à fait inexplicables dans la supposition contraire. Ainsi nous admettrons que la matière n'est jamais divisée à l'infini, et nous désignerons sous le nom d'*atomes* ou de *molécules* les petits corps placés à la limite extrême de la division effective de la matière. Nous réservons le nom d'atomes aux plus petites parties des corps simples; celui de molécules aux parties des corps composés qui ne peuvent être divisés en conservant la même proportion d'atomes des corps simples qui les constituent; et nous désignerons sous le nom de *particules* une agglomération d'atomes ou de molécules formant une masse très petite. Nous indiquerons plus tard par quels moyens on peut, dans quelques cas particuliers, déterminer avec un certain degré de probabilité la forme des molécules des corps.

§ IV. *Mobilité.*

14. Un corps est en mouvement lorsqu'il passe d'un lieu dans un autre. Les corps ne jouissent pas de la propriété de se mouvoir d'eux-mêmes : leurs mouvements sont toujours produits par des causes qui leur sont étrangères, et qu'on désigne sous le nom de forces.

Les mouvements absolus sont ceux qui résultent du changement de lieu réel dans l'espace; les mouvements relatifs sont ceux qui ré-

sultent des variations de position des corps par rapport à d'autres que l'on considère comme fixes, mais qui peuvent être eux-mêmes en mouvement. Nous n'avons aucun moyen de déterminer les mouvements réels des corps, parce que nous ne connaissons aucun corps qui soit en repos absolu, et que nous n'avons aucun moyen de reconnaître cet état : aussi tous les mouvements que nous sommes parvenus à déterminer ne sont jamais que des mouvements relatifs. Par exemple, tous les mouvements qui se manifestent à la surface de la terre se déterminent relativement à certains points de la surface, que nous considérons comme fixes ; mais ces mouvements ne sont que relatifs, car les différents points de la surface de la terre sont continuellement en mouvement autour du soleil, et notre système planétaire paraît être aussi lui-même en mouvement dans l'espace.

15. Lorsqu'un corps est immobile, on peut admettre, ou que le corps n'est soumis à l'action d'aucune force, ou qu'il est sollicité par plusieurs forces dont les effets se détruisent mutuellement, et qui par conséquent maintiennent le corps en équilibre ; c'est ce dernier cas qui a toujours lieu, car tous les corps sont soumis à l'action de certaines forces auxquelles il est impossible de les soustraire.

16. *Temps.* Le temps est une idée tellement simple, qu'il est impossible de la définir. L'impression que laisse en nous la succession des événements n'est point propre à mesurer le temps : car la durée nous affecte d'une manière trop variable, suivant les sensations qui nous dominent. Le temps se mesure par une suite d'événements matériels, identiques, qui se succèdent sans interruption. Les grandes unités de temps résultent des phénomènes célestes ; le jour est l'intervalle qui sépare deux retours consécutifs du soleil au même méridien ; l'année, celui qui s'écoule entre deux retours consécutifs du soleil au même point du ciel. On obtient des durées égales et plus petites par l'écoulement d'une même masse de sable, ou d'un liquide dans les mêmes circonstances, ou par les oscillations du pendule.

On désigne sous le nom de jour vrai l'intervalle qui s'écoule entre deux retours consécutifs du soleil au même méridien : c'est le temps que marquent les cadrans solaires. Cette durée varie dans l'année, parce que le soleil a un mouvement annuel en sens contraire de son mouvement diurne apparent, dont la projection parallèlement à l'équateur n'est pas constante. On désigne sous le nom de jour moyen la durée de l'année divisée par 365,24226 qui représente le nombre de jours vrais de l'année : c'est le temps que marquent les horloges bien réglées. Les horloges sont tantôt en avance, tantôt en retard sur le jour vrai ; mais, à la fin de l'année, ces avances et ces

retards se trouvent compensés. Les astronomes distinguent encore le jour sidéral : c'est l'intervalle qui s'écoule entre deux retours consécutifs d'une même étoile au même méridien. Cette durée est constante ; elle est plus petite que le jour vrai et le jour moyen. Ces différentes espèces de jours se divisent en 24 heures, chaque heure en 60 minutes, et chaque minute en 60 secondes.

17. *Vitesse.* Lorsqu'un corps est en mouvement, et que, dans des temps égaux, il parcourt des espaces égaux, ou, en d'autres termes, quand les espaces parcourus sont proportionnels aux temps, on dit que le mouvement est uniforme; et on appelle vitesse l'espace parcouru dans l'unité de temps, ou le rapport entre l'espace parcouru et le temps. La nature nous présente peu de mouvements uniformes; les arts nous en offrent un grand nombre : telle est la marche des aiguilles d'une pendule bien réglée, etc. Lorsqu'un corps ne parcourt pas des espaces égaux dans les mêmes temps, quelque petits qu'ils soient, on dit que le mouvement est varié. La chute des corps est un exemple de ce genre de mouvement. Dans le mouvement varié, on entend par vitesse, à un instant donné, le rapport entre le chemin parcouru et le temps, quand ce dernier est infiniment petit; ou l'espace que le corps parcourrait dans l'unité de temps, en supposant qu'à cet instant le mouvement devînt uniforme.

18. *Deux espèces de forces.* On distingue deux espèces de forces : les forces instantanées, et les forces accélératrices. Les premières n'agissent qu'à l'origine du mouvement, et par une seule impulsion instantanée et finie; les autres agissent continuellement pendant toute la durée du mouvement, et par une suite d'impulsions infiniment petites qui se succèdent d'une manière continue. Cette distinction, utile en théorie, n'est cependant point réelle; il n'existe dans la nature aucune force dont l'action soit rigoureusement instantanée, car une force quelconque exige toujours un temps fini pour donner une vitesse finie au corps sur lequel elle agit. Mais il faut remarquer que les effets des forces prétendues instantanées peuvent être considérés comme le résultat de l'action d'une force accélératrice qui a agi sur un corps pendant un certain temps après lequel elle l'a abandonné. Nous admettrons donc la distinction des forces instantanées et des forces accélératrices, parce qu'elle est commode pour les démonstrations, et que d'après la remarque précédente il ne peut en résulter aucune idée inexacte.

On peut considérer les actions des forces accélératrices comme séparées les unes des autres par des temps très petits, et, par conséquent, les mouvements produits par ces forces comme l'effet

d'une série de forces instantanées infiniment petites qui se succèdent après des intervalles très courts. Nous faisons ici une abstraction absolument semblable à celle dont on se sert en géométrie pour déterminer les propriétés des lignes courbes : on les considère comme formées d'un grand nombre de petites lignes droites. Ainsi, toutes les propriétés du mouvement d'un corps sollicité par une seule impulsion initiale appartiendront au mouvement d'un corps mu par une force accélératrice, mais seulement pendant un temps infiniment petit.

19. *Inertie.* Considérons le mouvement d'un point matériel à l'instant où il est sollicité par une force instantanée. Il est évident que, la matière ne pouvant se mouvoir d'elle-même, le point matériel devra obéir à la force qui agit sur lui, et se mouvoir dans la direction rectiligne de cette force, attendu qu'il n'y a pas de raison pour qu'il s'en écarte d'un côté plutôt que de l'autre. Mais il nous est impossible de savoir *à priori* si le point matériel conservera la vitesse qui lui a été imprimée d'abord, car nous ne connaissons ni la nature des forces ni leur manière d'agir dans la production du mouvement. C'est l'expérience seule qui peut nous éclairer sur cet objet. Or, en observant les mouvements des corps, on remarque qu'ils persévèrent dans leur vitesse primitive d'autant plus que les obstacles sont moins nombreux, ce qui fait présumer que, si l'on parvenait à détruire entièrement ces obstacles, les corps conserveraient indéfiniment leur vitesse initiale. Mais l'observation des phénomènes célestes donne une solution précise de la question : car, depuis un grand nombre de siècles, les mouvements des corps célestes n'ont pas éprouvé la moindre altération, et, par conséquent, la vitesse dont ils étaient animés à l'époque des plus anciennes observations s'est perpétuée jusqu'ici dans toute son intensité. On peut donc regarder comme une loi générale que les corps, par eux-mêmes, ne peuvent sortir du repos ni altérer leur mouvement : c'est cette loi qu'on désigne sous le nom d'*inertie*.

20. *Les forces sont proportionnelles aux vitesses qu'elles impriment aux mêmes corps.* Ce rapport est évidemment le plus simple qui puisse exister entre les forces et les vitesses; mais rien n'indique, *à priori*, que cette relation est celle qui existe réellement. C'est encore à l'expérience qu'il faut avoir recours. Si les forces étaient proportionnelles aux vitesses, il en résulterait que les mouvements relatifs d'un système de corps ne seraient point altérés,

lorsqu'une même force agirait sur tout le système. Par exemple, lorsque des corps se meuvent sur une ligne droite, les mouvements relatifs sont produits par la différence des vitesses, et cette différence ne serait point altérée lorsque chacune des forces serait augmentée de la même quantité. Réciproquement, si les mouvements relatifs d'un système de corps ne sont point altérés par une impulsion commune à tout le système, on pourra en conclure que les vitesses sont proportionnelles aux forces: car aucune autre relation entre les forces et les vitesses ne pourrait satisfaire à la condition supposée. Reprenons l'exemple des corps qui se meuvent sur une même ligne droite, et supposons qu'ils soient sollicités par des forces représentées par 1 et 2 : si les forces ne sont pas proportionnelles aux vitesses, si elles sont, par exemple, comme les carrés des vitesses, les forces étant comme 1 et 2, les vitesses seront comme 1 et 4, et le second corps tendra à s'éloigner du premier avec une vitesse égale à 3; si ensuite on leur communique une impulsion commune représentée par 1, les forces étant 2 et 3, les vitesses seront comme 4 à 9, et, par conséquent, les mouvements relatifs seront altérés, puisque le second tendra à s'éloigner du premier avec une vitesse 5. Il en serait de même de tout autre rapport entre la force et la vitesse. Or, on a observé que les mouvements relatifs des corps ne sont point altérés par des forces communes; ainsi, par exemple, quand des corps sont lancés verticalement de haut en bas ou de bas en haut, la distance qui les sépare ne dépend que de la différence de leurs vitesses initiales et du temps écoulé depuis l'origine du mouvement, et nullement de la pesanteur qui agit également sur chacun d'eux. Nous pouvons donc conclure que les forces sont proportionnelles aux vitesses.

21. *Les forces sont proportionnelles aux masses auxquelles elles impriment des vitesses égales.* Lorsqu'un corps se meut de manière que tous ses points décrivent des lignes droites parallèles, si on conçoit ce corps divisé en un grand nombre de parties égales, et la force divisée en un même nombre de parties égales, le mouvement de chacune des parties du corps pourra être attribué à une des parties de la force totale qui y serait immédiatement appliquée. La force totale, égale à la somme de toutes ces petites forces, deviendra donc double, triple, si la quantité de matière, c'est-à-dire la masse, croît dans le même rapport. Ainsi les forces qui imprimeraient la même vitesse à des corps de même nature, mais de différentes masses, sont dans le rapport de ces masses.

22. *Les forces agissent de la même manière sur tous les corps.* Il ne reste plus maintenant qu'à reconnaître si une même force, agissant successivement sur des masses égales, de différente nature, leur imprimerait la même vitesse : c'est ce qui existe en effet. Plus tard nous verrons que la pesanteur, les impulsions provenant du choc, etc., produisent des effets qui dépendent uniquement de la masse des corps et jamais de leur nature. Alors les effets produits par les forces peuvent servir à mesurer les masses des corps.

23. *Les forces se mesurent par les produits des masses par les vitesses.* Les forces qui agissent sur des masses égales étant proportionnelles aux vitesses, et celles qui impriment des vitesses égales à des masses différentes étant proportionnelles aux masses, il en résulte que des forces qui agissent sur des masses quelconques sont dans le rapport des produits des masses par les vitesses. L'unité de force est alors celle qui imprimerait à l'unité de masse une vitesse égale à l'unité linéaire.

En effet, soient deux forces F et F', qui, agissant sur les masses m et m', leur impriment les vitesses v et v'. Considérons une troisième force F'', qui, en agissant sur la masse m, lui imprime la vitesse v'. Nous aurons, en comparant la première force avec la troisième, $F : F'' :: v : v'$; et, en comparant la troisième avec la seconde $F'' : F' :: m : m'$. Multipliant ces deux proportions par ordre, et supprimant le facteur commun F'', il viendra $F : F' :: m v : m' v'$.

24. Le produit de la masse par la vitesse porte le nom de *quantité de mouvement.* On voit, d'après ce qui précède, que lorsqu'une même force agit successivement sur des masses inégales, la quantité de mouvement doit être constante, et que, par conséquent, la vitesse et la masse doivent varier en raison inverse l'une de l'autre.

Ce qui précède est applicable aux forces instantanées et aux forces accélératrices ; mais, pour ces dernières, on obtient seulement l'intensité de la force à un instant donné, intensité qui dépend non seulement de celle de la force accélératrice, mais du temps pendant lequel elle a agi.

25. *Mesure des forces accélératrices.* Il faut distinguer deux cas : celui où les petites impulsions successives sont égales, et celui où elles diffèrent. Dans le premier cas, le seul que nous considérerons ici, la force accélératrice est constante ; dans le second, elle est variable. Les forces accélératrices constantes sont évidemment proportionnelles aux petites impulsions dont leur effet se compose, par conséquent aux vitesses qui seraient produites par une seule,

ou aux vitesses imprimées à des masses égales par les forces agissant pendant le même temps : car ces vitesses finales se composent de la somme des vitesses dues aux petites impulsions, et ces impulsions sont en même nombre dans le même temps. Ainsi les forces accélératrices constantes sont proportionnelles aux vitesses qu'elles impriment à des masses égales dans l'unité de temps. Si les forces accélératrices agissaient immédiatement sur les molécules des corps, les vitesses produites seraient indépendantes des masses : car les vitesses sont à la fois proportionnelles aux forces et en raison inverse des masses, et la force est alors proportionnelle à la masse. Dans ce cas, qui est celui de la pesanteur, les forces accélératrices sont proportionnelles aux vitesses qu'elles impriment dans l'unité de temps à des masses quelconques. Dans tous les cas, l'unité de force est celle qui donne à l'unité de masse à la fin de l'unité de temps une vitesse égale à l'unité de longueur.

26. *Effets produits par plusieurs forces qui agissent sur un seul point matériel, ou sur plusieurs liés entre eux d'une manière invariable.* Lorsque plusieurs forces agissent sur un point matériel, le point matériel ne peut se mouvoir que dans une seule direction avec une certaine vitesse ; par conséquent on peut toujours remplacer le système des forces qui agissent sur lui par une seule force ayant une certaine direction et une certaine intensité. Cette force porte le nom de *résultante,* et les forces qu'elle remplace celui *de composantes.* Il en est de même, en général, quand plusieurs forces agissent sur des points liés entre eux d'une manière invariable.

27. Les mouvements relatifs des corps n'étant point altérés par des forces communes dirigées d'une manière quelconque, il en résulte nécessairement que les effets produits par les forces sont indépendants du mouvement qui existe déjà dans les corps, et par conséquent que, si un point matériel était sollicité dans deux directions constantes par des forces instantanées ou accélératrices, le chemin parcouru dans ces deux directions, pendant un temps quelconque, serait le même que celui que le point aurait parcouru dans ces directions sous l'influence de chacune de ces forces pendant le même temps. Ainsi, par exemple, quand un corps est lancé horizontalement, après un temps quelconque le corps est à une distance horizontale du point de départ égale au chemin que le projectile aurait parcouru dans le même temps par la force de projection, et sa distance verticale au dessous du point de départ est égale à la hauteur dont il serait tombé librement pendant le même temps.

Il est évident, d'après ce qui précède, que, si un corps est sollicité simultanément par plusieurs forces, on pourra toujours trouver le lieu qu'il occupe après un temps donné, en supposant que les forces agissent successivement sur lui pendant le même temps. Les considérations précédentes nous permettent de trouver facilement la direction et l'intensité de la résultante d'un nombre quelconque de forces qui agissent sur un seul point ou sur plusieurs liés invariablement.

28. *Résultante des forces qui agissent sur un même point.* Lorsque plusieurs forces agissent suivant la même direction et dans le même sens, il est évident que la résultante est égale à leur somme; s'il y en a qui agissent en sens contraire, la résultante est égale à la différence des sommes de celles qui agissent dans le même sens.

29. Si un point A (*fig.* 8) est sollicité par deux forces P et Q, il est évident que la résultante doit être dirigée dans le plan des deux lignes AP et AQ, car il n'y a pas de raison pour qu'elle soit plutôt au dessus qu'au dessous. Pour déterminer la position et la grandeur de la résultante, prenons, sur les directions des forces, des lignes AB et AC qui représenteront les vitesses, et par les points B et C menons des lignes parallèles à AC et à AB; si le point A était soumis successivement et pendant l'unité de temps aux forces P et Q, il parcourrait successivement les lignes AB et BD; et si on mène AD, il est facile de voir que pendant tout le mouvement le point soumis à l'action simultanée des deux forces restera sur cette ligne : par conséquent la ligne AD représente la direction et l'intensité de la vitesse résultante, ou la direction et l'intensité de la force résultante, AB et AC représentant les forces composantes, puisque les forces sont proportionnelles aux vitesses.

Lorsqu'un point matériel est sollicité par un nombre quelconque de forces, on trouverait facilement la résultante totale en cherchant d'abord la résultante de deux d'entre elles, puis celle de cette première résultante, et d'une troisième, et ainsi de suite.

Au moyen du même principe, on pourrait facilement décomposer une force en deux autres dont les directions seraient données. Si ces directions étaient rectangulaires (*fig.* 9), les intensités des forces composantes seraient représentées par les projections de la résultante sur leurs directions. On pourrait de même décomposer une force en trois autres dont les directions seraient données : il suffirait évidemment, pour avoir les intensités des composantes, de construire un parallélipipède sur les trois directions don-

nées, et dont la force donnée serait une des diagonales (*fig.* 10).

30. *Résultante de deux forces appliquées en des points différents d'un corps solide.* Soit P et Q (*fig.* 11) deux forces appliquées aux points A et B d'un corps solide. Pour qu'il y ait une résultante unique, il faut que les directions de ces deux forces soient dans le même plan. Dans ce cas, on les prolongera jusqu'à leur point de rencontre ; et en supposant ce point invariablement fixé au corps, on pourra y appliquer les deux forces P et Q, parce que l'effet d'une force n'est point altéré lorsqu'on transporte son point d'application en un point quelconque de sa direction. On obtiendra alors, par le procédé indiqué (29), la résultante R, dont on tranportera ensuite le point d'application en un point quelconque de RC.

31. *Résultante de deux forces parallèles agissant dans le même sens.* Quand les forces P et Q (*fig.* 12) sont parallèles et agissent dans le même sens, on peut toujours appliquer aux points A et B deux forces M, M', égales, parallèles et opposées : elles n'auront évidemment aucune influence ; mais alors on pourra prendre la résultante des forces P, M et Q, M', et les appliquer à leur point de rencontre O. Si ensuite on décompose ces résultantes parallèlement aux premières composantes, on aura deux forces M, M', égales, parallèles et opposées qui se détruiront, et une force $P+Q$ agissant suivant OC, et qu'on pourra considérer comme appliquée au point C ; et on démontrera facilement que les lignes AC et CB sont dans le rapport des forces Q et P. Ainsi la résultante de deux forces parallèles est égale à la somme des composantes, et se trouve appliquée en un point qui divise la ligne qui joint les points d'application des composantes en deux parties réciproquement proportionnelles à ces forces.

32. *Résultante de deux forces parallèles agissant dans des sens différents.* Si les forces étaient parallèles et agissaient en sens contraire (*fig.* 13), on trouverait, par la même construction que précédemment, que la résultante est égale à la différence des composantes ; qu'elle est dirigée dans le sens de la plus grande, et qu'elle a son point d'application sur le prolongement de la ligne AB en un point C, tellement placé que CB et CA sont en raison inverse des forces Q et P. Il résulte de cette construction que le point C sera d'autant plus éloigné que les forces P et Q différeront moins l'une et l'autre ; de sorte que, si ces dernières étaient égales, la résultante serait nulle et située à une distance infinie, ce qui veut dire qu'elle n'existerait pas.

Ainsi, toutes les fois qu'un corps est sollicité par deux forces égales parallèles et agissant en sens contraire, il est impossible de les remplacer par une force unique, et par conséquent de leur faire équilibre par une seule force. Un pareil système de forces porte le nom de *couple*.

33. *Résultante d'un nombre quelconque de forces parallèles.* D'après ce qui précède il serait facile de trouver la résultante unique d'un nombre quelconque de forces parallèles qui agiraient sur des points invariablement fixés entre eux. Il suffirait de les composer successivement deux à deux par les règles que nous avons exposées.

Si les forces sont dirigées dans le même sens, la résultante totale sera égale à leur somme. Le point d'application de cette résultante étant déterminé uniquement par la considération des points d'application des forces et de leur grandeur, la position de ce point sera indépendante de leur direction; il restera donc dans le même lieu si on suppose que les forces s'inclinent d'une manière quelconque en conservant leur parallélisme. Le point d'application de la résultante d'un système de forces parallèles se nomme *centre des forces parallèles :* sa considération est très importante dans un grand nombre de phénomènes.

34. *Résultante d'un nombre quelconque de forces appliquées dans différentes directions aux différents points d'un corps solide.* Dans ce cas, qui est le plus général que l'on puisse imaginer, on cherchera la résultante par les moyens que nous avons indiqués; mais on pourra obtenir ou une résultante unique ou deux forces non réductibles à une seule, et ces dernières pourront être un couple, ou se décomposer en une force unique et un couple.

35. *Mouvement d'un point matériel.* Si un point matériel est soumis à l'action simultanée d'une ou de plusieurs forces qui, après lui avoir imprimé une impulsion quelconque, l'abandonnent à lui-même, nous savons qu'en vertu de son inertie il se mouvra indéfiniment dans la direction et avec la vitesse initiales. Mais si un point matériel *A* (*fig.* 14) était, à différents instants, sollicité par les nouvelles forces *P, Q, R, S*, les directions *AB, BC, CD,* etc., qu'il prendrait successivement, seraient celles des résultantes successives des forces *A*, *P*, *Q*, *R*, *S*.

36. Si une force accélératrice agissait sur un point en mouvement dans la direction de sa vitesse, les petites impulsions de cette dernière force s'ajouteraient continuellement, et produiraient une

vitesse accélérée si la force accélératrice agissait dans le sens de la première force, et une vitesse décroissante si elle agissait en sens contraire. Mais lorsqu'un point matériel est sollicité par une impulsion initiale et par une force accélératrice qui n'agit pas dans la direction de la première, le point matériel décrit une suite de petites lignes droites qui sont, comme dans la fig. 14, les directions des résultantes successives de la force qui anime le point, et de la force accélératrice à cet instant. Mais comme ici les actions de la force accélératrice se succèdent d'une manière continue, ces lignes droites sont infiniment petites, et leur ensemble forme une ligne courbe. C'est ainsi, par exemple, que la pesanteur fait décrire une ligne courbe à un projectile qui n'est pas lancé verticalement.

57. *Force centrifuge.* Lorsqu'un corps est en mouvement, il tend, en vertu de l'inertie (19), à continuer son mouvement rectiligne et uniforme. Par conséquent, toutes les fois qu'un point matériel ou un corps quelconque décrira une ligne courbe, ce sera toujours en vertu d'une force sans cesse agissante, et qui forcera à chaque instant le point matériel à dévier de la direction qu'il tend à prendre en vertu de son inertie. Aussi, si à un instant quelconque du mouvement cette force cessait d'agir, le point matériel s'échapperait suivant la tangente à la courbe, tangente qu'il parcourrait avec un mouvement uniforme. On désigne sous le nom de force *centrifuge* la pression qu'un corps en mouvement exerce à chaque instant perpendiculairement à la courbe qu'il décrit. La force centrifuge est une force accélératrice, mais elle est sans cesse détruite par la force quelconque qui fait décrire au corps une ligne courbe, et elle disparaît complétement quand cette dernière force s'évanouit et que le corps s'échappe suivant la dernière tangente à la courbe qu'il a parcourue.

On peut rendre sensible l'effet de la force centrifuge au moyen d'un appareil qu'il est bon de connaître. *AB* (*fig.* 15) est un fil horizontal tendu à l'aide de deux vis placées aux extrémités du cadre *ACDB,* dont la branche horizontale *CD,* mobile autour d'une tige verticale *EF* passant par son centre, peut recevoir un mouvement de rotation plus ou moins rapide. Sur le fil *AB* sont enfilées des boules, de manière qu'elles puissent se mouvoir avec le moins de frottement possible; on les place à différentes distances du centre, et on fait tourner la machine; on remarque alors que les boules sont chassées loin du centre avec une vitesse d'autant plus grande qu'elles en étaient d'abord plus éloignées, et qu'elles restent par-

faitement immobiles quand elles sont placées au centre, parce qu'alors les forces centrifuges des différentes parties de la boule se font mutuellement équilibre. Si on remplace la tige AB par deux tubes de verre fermés, un peu inclinés, MN et $M'N'$ (*fig.* 16), et renfermant des liquides d'inégales densités, ou un même liquide et des corps solides plus lourds et plus légers que l'eau, on remarque que, par la rotation, les corps les plus lourds gagnent la partie supérieure des tubes. Ce dernier phénomène s'explique facilement: la force avec laquelle les corps tendent à s'éloigner du centre de rotation étant proportionnelle à leur masse, aussitôt que la rotation est assez rapide pour que la force centrifuge décomposée suivant la direction des tubes soit plus grande que la pesanteur décomposée suivant cette même direction, les corps s'élèvent, et il est évident que ce sont alors les plus denses qui tendent à s'élever davantage. Comme nous aurons besoin par la suite de connaître la valeur de la force centrifuge, nous la rapporterons ici.

38. La force centrifuge, dans le cercle, est égale à chaque instant au carré de la vitesse divisé par le rayon.

En effet, désignons par f la force centrale, égale et opposée à la force centrifuge, et considérons le point mobile pendant qu'il parcourt l'arc infiniment petit mm', (*fig.* 17): pendant ce mouvement la force centrale a fait parcourir au point mobile l'espace km', qui ne diffère que d'une quantité infiniment petite de mn, projection de l'arc mm' sur le rayon om. Or, nous verrons bientôt qu'une force accélératrice constante a pour mesure la vitesse qu'elle imprime dans l'unité de temps, et que cette vitesse est égale au double de l'espace qu'elle fait parcourir dans un temps quelconque, divisé par le carré de ce temps; par conséquent la force f est égale au double du sinus verse mn, divisé par le carré du temps infiniment petit employé à décrire l'arc mm'. Mais on sait que le sinus verse est égal au carré de la corde de l'arc divisé par le diamètre; et comme l'arc est très petit on peut le prendre pour sa corde: donc la force centrale est égale au carré du rapport de l'arc mm' au temps employé à le décrire, divisé par le rayon om; et comme ce rapport n'est autre chose que la vitesse v, il s'ensuit qu'en appelant r le rayon, on aura:

$$f = \frac{v^2}{r}.$$

Cette expression de la valeur de la force centrale est aussi celle de la force centrifuge, puisque ces forces sont égales et opposées. Si le mouvement était uniforme, en appelant T le temps d'une révolution complète, on aurait:

$$v = \frac{2\pi r}{T}, \text{ et, par suite, } f = \frac{4\pi^2 r}{T^2}.$$

La première expression de la valeur de la force centrifuge est encore la même lorsque le point mobile parcourt une courbe quelconque; mais le rayon est alors celui du cercle osculateur de chaque point de la courbe. L'appareil fig. 15 pourrait être employé pour vérifier les lois de la force centrifuge: pour cela on fixerait une des boules à un res-

sort en hélice, attaché au centre de rotation *o*, et qui envelopperait la tige *AB* (*fig.* 15, *A*); un anneau *b* placé en avant de la boule, et qui frotterait contre la tige, indiquerait le maximum d'allongement du ressort, allongement qui, d'après des expériences préliminaires faites directement sur le ressort, donnerait le poids correspondant à la force développée par la force centrifuge.

39. Si un corps qui a reçu une impulsion initiale constante était ensuite assujetti à se mouvoir sur une courbe quelconque; si, par exemple, après avoir été lancé, il était retenu par un fil, ou s'il s'engageait dans un tuyau courbé d'une manière quelconque, sa direction serait changée à chaque instant, mais sa vitesse resterait constante; bien entendu que nous supposons que le corps n'éprouve aucune résistance de la part de l'air ou aucun frottement. En effet, dans chaque position, sur la courbe qu'il décrit, le point mobile est soumis à trois forces qui agissent sur lui: la force centrifuge, dirigée perpendiculairement à la courbe; la force centrale provenant ou de la résistance du fil ou de celle de la surface qui dirige le mouvement, égale et opposée à la première; et enfin la force tangentielle. Or, les deux premières, se faisant constamment équilibre, ne peuvent pas modifier la dernière : elles changent constamment la direction du mobile, mais n'altèrent point sa vitesse.

CHAPITRE II.

FORCES PERMANENTES QUI AGISSENT SUR LES CORPS.

40. Parmi les forces qui sollicitent les corps, il en est qui sont accidentelles et d'autres qui agissent continuellement sur eux, et auxquelles il est impossible de les soustraire. Les dernières sont au nombre de deux : l'*attraction*, qui paraît une propriété inhérente à la matière, et la force élastique de la *chaleur*.

L'attraction de la matière se manifeste dans toutes les circonstances. Elle porte les noms de *gravitation*, de *pesanteur* ou d'*attraction moléculaire*, suivant qu'on la considère dans les corps célestes, dans les corps terrestres ou dans des molécules voisines.

La chaleur existe dans tous les corps. Elle agit toujours comme

une force répulsive, et par conséquent elle tend à écarter les parties matérielles entre lesquelles elle agit. Les effets répulsifs de la chaleur ne se manifestent qu'à de très petites distances, et sur les molécules d'un même corps.

Nous examinerons successivement la gravitation, la pesanteur, l'attraction moléculaire et la force élastique de la chaleur.

§ Ier. *Gravitation.*

41. Les phénomènes célestes ont été les premiers vers lesquels l'observation s'est dirigée. Mais ce ne fut qu'après une nombreuse suite d'observations qu'on parvint à démêler les mouvements relatifs des astres, au milieu du mouvement général qui semble emporter le ciel autour de nous. La durée des révolutions du soleil, de la lune et des planètes, et la détermination des périodes qui embrassent les nombreuses anomalies de leurs mouvements, exigèrent plusieurs siècles de travaux. Long-temps les préjugés, et l'ignorance des grandes lois de la mécanique, firent regarder comme réels les mouvements apparents: et l'idée, propagée pendant tant de siècles, que les astres devaient décrire des orbites circulaires, parce que le cercle est la courbe la plus simple, fit admettre dans les mouvements du système du monde une complication toujours croissante à mesure que de nouvelles observations faisaient découvrir de nouvelles anomalies. Enfin, le vrai système des mouvements des corps célestes, émis déjà plusieurs fois à différentes époques, fut présenté de nouveau par Copernic. Képler découvrit les trois grandes lois auxquelles sont soumis les mouvements de tous les corps célestes, et Newton, en les combinant, en fit jaillir la loi unique à laquelle toute la nature est soumise, et qui, à elle seule, fait persévérer le système du monde dans l'ordre établi.

42. Lois de Kepler. 1° *Les planètes se meuvent dans des courbes planes, et leurs rayons vecteurs*(1) *décrivent des espaces proportionnels aux temps ; 2° les orbites des planètes sont des ellipses, dont le soleil occupe un des foyers ; 3° les carrés des temps des révolutions sont proportionnels aux cubes de leurs grands axes* (2).

---

(1) On appelle *rayon vecteur d'une planète* une ligne qui passe par son centre et par celui du soleil.

(2) Cette dernière loi n'est qu'une approximation ; elle n'aurait rigoureusement lieu qu'autant que les planètes auraient des masses égales.

Non seulement ces lois sont l'expression fidèle des observations dont Képler s'est servi, mais encore elles satisfont à toutes celles qu'on a faites depuis; toutes peuvent se déduire d'un petit nombre d'observations, et la régularité qu'elles signalent dans les mouvements des corps célestes permet de déterminer d'avance, et pour une époque quelconque, l'état du système du monde.

43. Principe de Newton. Il restait encore à découvrir la cause des mouvements des corps célestes : c'était à Newton que cette grande découverte était réservée.

Newton, dans son admirable ouvrage des principes mathématiques de la philosophie de la nature, démontra : 1° que, de la première loi de Képler il résultait que la force qui maintenait les planètes dans leurs orbites était dirigée vers le centre du soleil; 2° que la première et la seconde loi de Képler donnaient pour conséquence nécessaire que l'attraction solaire suivait la raison inverse du carré de la distance; 3° que la troisième loi indiquait que toutes les planètes, à l'unité de distance, étaient également attirées. Newton posa alors cette grande loi de la nature : *Toutes les molécules de la matière s'attirent en raison directe de leurs masses, et en raison inverse du carré de leur distance.*

En partant de cette loi, il reconnut que tous les phénomènes du mouvement des corps célestes, les mouvements des planètes autour du soleil, leurs rotations sur elles-mêmes, les mouvements des satellites, ceux des comètes, étaient uniquement produits par une impulsion initiale, combinée avec l'attraction solaire. Le calcul lui fit découvrir que les planètes auraient pu décrire des ellipses, des paraboles ou des hyperboles; que la nature de l'orbite dépendait de la vitesse et de la distance au soleil à l'origine du mouvement, et qu'enfin les dimensions de la courbe et son excentricité étaient liées à la direction de l'impulsion initiale.

L'astronomie n'est plus maintenant qu'un grand problème de mécanique, embrassant à la fois l'état passé, présent et futur du système du monde, et pour la solution duquel l'analyse n'emprunte à l'expérience que quelques données indispensables.

§ II. *Pesanteur.*

44. *Définition de la pesanteur.* La plupart des corps qui existent sur la terre se précipitent vers sa surface lorsqu'ils sont abandonnés à eux-mêmes : la force qui produit ce mouvement a reçu

le nom de *pesanteur,* et son effet sur un corps porte le nom de *poids*. C'est la recherche des causes et des lois de la pesanteur qui va nous occuper.

Phénomènes généraux et causes de la pesanteur.

45. Nous avons dit que la plupart des corps, lorsqu'ils sont libres, se précipitent vers la surface de la terre; mais il en est qui restent suspendus à des hauteurs plus ou moins considérables, et d'autres qui sont doués d'un mouvement ascensionnel. Cette anomalie n'est qu'apparente et provient de la présence de l'air à la surface de la terre : en effet, nous démontrerons plus tard que l'air est pesant, et qu'un corps plongé dans un fluide quelconque perd une partie de son poids, égale à celui du fluide dont il tient la place; d'où il suit que, quand un corps est plus pesant, sous le même volume, que le fluide dans lequel il est plongé, il tombe; que, s'il l'est également, il y reste stationnaire, et que, s'il pèse moins, il tend à s'élever. Ainsi nous admettrons que tous les corps sont pesants.

Nous avons reconnu, lorsqu'il a été question de la gravitation, que tous les corps jouissaient de la propriété de s'attirer; que c'était l'attraction du soleil sur les planètes qui produisait leur mouvement de rotation autour du soleil, et l'attraction des planètes sur leurs satellites qui était la cause de la rotation de ces derniers. Il semble naturel, d'après cela, d'attribuer la pesanteur à l'attraction de la terre; mais cette analogie n'est point suffisante, et il faut s'assurer, par des expériences directes, si les corps s'attirent réellement à la surface de la terre.

46. *Les corps s'attirent à la surface de la terre.* Si les corps jouissent de la propriété de s'attirer, cette attraction sera en raison directe de leur masse. Or, la masse de la terre étant incomparablement plus grande que celle des corps que nous pouvons mettre en présence, la pesanteur de ces corps doit dissimuler leur attraction. Cependant Bouguer, Maskeline et Carlini ont démontré, par des expériences précises, qu'au pied des hautes montagnes le fil à-plomb est dévié de sa direction (1). Ces expériences ne laissent

---

(1) Pour concevoir comment on peut constater la déviation du fil à-plomb, imaginons qu'au pied d'une haute montagne on observe, dans le méridien, la distance du zénith à une étoile dont la latitude soit connue: la somme ou la différence de ces deux angles sera la latitude du lieu. Supposons maintenant qu'un peu plus au nord ou au

aucun doute sur le fait de l'attraction ; mais, pour en déterminer les lois, il fallait opérer sur des masses d'une forme sphérique, dont les distances des centres et les masses fussent connues, et qui, dans leurs mouvements, ne fussent point soumises à l'action de la pesanteur. Cavendish y est parvenu, à l'aide de l'appareil que nous allons décrire.

Un fil métallique, extrêmement délié, est fixé par son extrémité supérieure ; l'autre soutient le milieu d'un levier horizontal, aux extrémités duquel sont placées deux boules métalliques égales. Il est évident, d'après cette disposition, que la résultante des poids des deux masses qui terminent le levier, passant par la direction du fil, sera détruite à chaque instant, et que si le levier se meut horizontalement autour de l'axe du fil, il ne sera nullement troublé par la pesanteur. Cavendish plaça devant les boules fixées aux extrémités du levier deux grosses sphères de plomb parfaitement égales, et de manière que la ligne qui joignait leur centre passât exactement par le centre du levier, afin que l'action de ces deux masses s'ajoutât et n'altérât pas la position verticale du fil de suspension ; et il reconnut qu'aussitôt que les masses étaient mises en présence des boules, le levier qui supportait les boules se mettait à osciller d'autant plus rapidement que les masses de plomb étaient plus grandes et plus voisines des boules : ce qui démontre le fait de l'attraction des corps à la surface de la terre. En mesurant la durée des oscillations, lorsque les sphères avaient des masses différentes et se trouvaient placées à des distances différentes, et corrigeant les résultats de la torsion du fil de suspension, Cavendish parvint à reconnaître que les attractions des sphères et des boules varient en raison directe des masses et en raison inverse du carré de la distance ; et enfin, en comparant l'intensité de cette attraction à la pesanteur, il parvint, comme nous le verrons plus tard, à déterminer la densité moyenne de la terre.

L'appareil employé par Cavendish avait été imaginé par Michell ; la mort l'ayant surpris avant qu'il eût pu terminer ses expériences, il légua son appareil à Francis-John-Hyde Wollaston,

---

sud, dans le même méridien, et à une distance où l'action de la montagne soit insensible, on fasse la même observation, on obtiendra la latitude du nouveau lieu. Mais celle du premier peut se déduire de celle du dernier lorsqu'on connaît la distance des deux centres d'observation ; alors la différence des latitudes observées et calculées donnera la déviation cherchée.

professeur à Cambridge, qui en fit don à Cavendish. La disposition de l'appareil est représentée en coupe et en plan dans les fig. 18 et 19. Dans le cadre métallique $A\,B\,B'\,A'\,E'\,F'\,F\,E$ est suspendue par un fil d'argent l une barre de bois $h\,h'$, aux extrémités de laquelle sont également suspendues deux sphères de cuivre x, x'. Au moyen d'un arbre $o\,k$ et d'un engrenage placé au dessus de la pince L, qui soutient le fil, on peut faire tourner cette pince de manière que le fil, exempt de toute torsion, place la barre hh' dans la direction SS' du châssis $ABB'AE'$. Au dessus de la suspension FF' du cadre métallique est un boulon P qui supporte une barre $r\,r'$, aux extrémités de laquelle sont suspendues, par des tringles rR, $r'R'$, deux globes de plomb W, W', que l'on peut à volonté approcher ou éloigner des boules x et x', au moyen de la poulie MM' et de la corde $m\,n$. Tout cet appareil est enfermé dans une cage $GG'HH'$, que l'on éclaire par deux lanternes L, L'. Les observations se font dans l'intérieur de cette cage à l'aide des deux lunettes T, T'. Pour déterminer l'action attractive des sphères W, W', sur les boules x, x', on fait mouvoir avec le cordon $m\,n$ la poulie MM' jusqu'à ce que les sphères W, W', soient à une distance donnée des petites sphères x, x'.

Nous admettrons donc comme une conséquence nécessaire des expériences de Cavendisch que la terre attire les corps qui sont à sa surface, et que c'est cette attraction qui constitue la pesanteur.

Lois de la pesanteur.

47. Le fait de l'attraction des corps terrestres étant bien reconnu, il est facile d'en déduire tous les phénomènes généraux de la pesanteur. Mais avant, il faut connaître la forme de la terre, puisque les lois de l'attraction terrestre doivent nécessairement dépendre de cette forme.

48. *Forme de la terre.* La terre est un corps arrondi et isolé dans l'espace. On peut facilement reconnaître la convexité des mers par les apparences que présente un navire qui s'éloigne du rivage: il s'abaisse peu à peu; les parties inférieures sont les premières à disparaître, et les sommités des mâts sont les dernières. Mais la forme du globe est principalement mise en évidence par les voyages autour du monde, et surtout par les éclipses de lune.

Un des vaisseaux partis de Séville en 1519, sous la conduite de Magellan, revint le 8 septembre au point du départ, après s'être

constamment dirigé vers l'ouest. Ce fait, constaté depuis par un grand nombre d'autres navigateurs, démontre la rondeur de la terre d'orient en occident. La disposition des continents et la rigueur des climats qui avoisinent les pôles n'ont point permis jusqu'ici de faire le tour de la terre dans la direction du nord au sud, et de reconnaître directement, par les voyages, la rondeur de la terre dans tous les sens. Mais les phénomènes que présente le ciel lorsqu'on avance vers le nord ou vers le sud démontrent avec la dernière évidence que la terre est aussi arrondie dans cette direction.

On sait que le ciel paraît tourner autour d'une ligne qu'on nomme axe du monde, et qui va percer le ciel en deux points désignés sous le nom de pôles, dont l'un, visible dans nos climats, est occupé par l'étoile polaire. Cette étoile paraît constamment immobile, tandis que les autres décrivent tous les jours autour d'elle des cercles d'autant plus grands qu'elles en sont plus éloignées. Les étoiles voisines de l'étoile polaire sont toujours visibles, parce qu'elles décrivent des cercles entièrement situés dans la partie visible du ciel. Mais il en est qui sont assez éloignées pour qu'une partie de leur révolution s'effectue au dessous de l'horizon, et qui, par conséquent, se lèvent et se couchent. Or, si, en partant d'un point quelconque de l'équateur, on se dirige vers le nord, on voit les étoiles situées dans cette partie du ciel s'élever graduellement au dessus de l'horizon, tandis que celles situées vers le sud s'abaissent et disparaissent successivement. Des phénomènes analogues ont lieu lorsqu'on se dirige vers le sud (*fig.* 24). Ainsi, lorsqu'on part d'un point quelconque de la terre, et qu'on se dirige vers le nord ou vers le sud, l'horizon s'abaisse devant soi : la terre est donc aussi arrondie dans le sens de la direction des pôles.

Mais, de tous les phénomènes célestes, ce sont les éclipses de lune qui mettent le mieux en évidence la forme de la terre. En effet, la terre, éclairée par le soleil, projette derrière elle une ombre dont la forme dépend de la sienne. Si la terre est sphérique, l'ombre sera un cône à base circulaire, et la lune, toujours dans son plein lorsqu'elle pénètre dans cette ombre, devra paraître échancrée par une ligne circulaire : c'est en effet ce qu'on a observé dans toutes les positions de la terre.

Cependant la terre, quoique d'une forme arrondie, n'est point exactement sphérique : des mesures directes ont fait reconnaître qu'elle est aplatie par ses pôles, c'est-à-dire aux points où elle est traversée par l'axe de la rotation apparente du monde, ou par la

ligne autour de laquelle elle effectue sa rotation diurne. Voici en quoi consistent les mesures dont il est question. On appelle degré d'un méridien la distance de deux verticales qui comprennent entre elles un angle d'un degré : or, en mesurant la longueur d'un degré d'un même méridien à différentes distances de l'équateur, on a trouvé que sa longueur était croissante à mesure qu'on s'approchait des pôles; d'où il suit nécessairement que la courbure de la terre est plus grande à l'équateur et, par conséquent, que la terre est aplatie aux pôles.

L'aplatissement de la terre est la différence des rayons de l'équateur et du pôle divisée par le rayon de l'équateur. L'aplatissement est de 1/300; l'incertitude ne porte que sur le dernier chiffre. Le plus grand et le plus petit diamètres de la terre ont pour longueur, le premier, 12,750,000 mètres; le second, 12,710,000, à quelques mille mètres près: alors le diamètre moyen est de 12,730,000 mètres, et la circonférence moyenne est de 40,000,000 de mètres, environ 10,000 lieues de 2000 toises.

D'après l'inégalité des mouvements de la lune qui dépendent de l'aplatissement de la terre, de Laplace l'avait fixée à un 305e. En combinant les résultats des mesures géodésiques faites en France et au Pérou, M. Biot avait trouvé un 309e pour l'aplatissement; 12,753,968 mètres pour le plus grand diamètre; 12,733,490 mètres pour le plus petit; et 443,31 lignes pour la dix-millionième partie de la distance du pôle à l'équateur. Enfin M. Saigey (Traité de métrologie), en combinant les nombreuses observations faites depuis l'époque de cette dernière détermination avec toutes les observations antérieures, a trouvé un 300e pour l'aplatissement, 443,39 lignes pour la dix-millionième partie de la distance de l'équateur au pôle. Alors, en prenant cette dernière longueur pour le mètre, le diamètre équatorial est de 12,753,800 mètres, et le diamètre polaire de 12,711,000 mètres. Ces mêmes diamètres, mesurés avec le mètre légal de 443,296 lignes, ont pour longueur 12,763,530 et 12,717,330. Le grand nombre et l'exactitude des observations employées à la détermination de ces derniers nombres doivent les faire regarder comme beaucoup plus approchés que les premiers.

49. *Attraction d'une masse sphérique sur un point extérieur.* On démontre en mécanique que, si tous les points d'une masse sphérique homogène, ou composée de couches concentriques homogènes, attirent un point extérieur en raison inverse du carré de la distance, cette masse agit comme si elle était réunie à son centre; de sorte que, si le point est libre d'obéir à cette attraction, il se mouvra suivant une droite dont le prolongement ira passer par le centre de la sphère.

50. Quoique la terre soit un sphéroïde aplati par ses pôles; que sa surface soit couverte de nombreuses inégalités; que ses deux hémisphères, séparés par l'équateur, ne soient point égaux; enfin,

qu'elle ne soit ni homogène ni composée de couches concentriques homogènes, comme toutes ces irrégularités sont peu considérables, et n'ont, en général, qu'une très faible influence dans les phénomènes dont il est question, nous pourrons appliquer à la terre le résultat analytique que nous venons de poser. Ainsi, nous admettrons que la terre agit comme si sa masse était réunie à son centre, et par conséquent que la direction de la chute des corps, étant prolongée, irait passer par le centre de la terre.

31. *Verticale.* La direction de la pesanteur se nomme verticale; on l'obtient dans chaque lieu en suspendant un corps à un fil. Dans la position d'équilibre la direction du fil doit être la même que celle de la pesanteur : car la force provenant de la tension du fil fait équilibre à la résultante des pesanteurs de toutes les molécules du corps; par conséquent la direction du fil doit être sur la direction de cette résultante; et comme les forces élémentaires sont parallèles entre elles, la résultante est verticale, ainsi que la direction du fil. La direction de la verticale est évidemment différente pour chaque lieu. C'est cette direction qui détermine le haut et le bas de chaque point du globe; ces expressions n'ont donc rien d'absolu, et changent comme la direction de la pesanteur, lorsqu'on passe d'un lieu dans un autre.

Nous avons dit que la verticale représentait la direction de la chute des corps à la surface de la terre : cela serait rigoureusement vrai si la terre était en repos; mais elle est en mouvement autour de son axe; et il résulte de ce mouvement que, si un corps tombait d'une grande hauteur, il ne suivrait pas exactement la verticale de son point de départ, parce que le corps, ayant à l'instant du départ une plus grande vitesse de rotation que le point de la terre par lequel passe cette verticale, devra tomber en un point plus avancé vers l'orient d'une quantité égale à la différence des chemins parcourus pendant sa chute par le point de départ et le pied de sa verticale, en vertu de la rotation; mais pour que cet écart fût sensible il faudrait que le corps tombât d'une grande hauteur.

Cette conséquence du mouvement de rotation de la terre avait été indiquée par Newton en 1679. Depuis, plusieurs physiciens l'ont constatée. Nous rapporterons seulement les expériences faites récemment par M. Reich dans les mines de Freyberg. On a fait tomber les corps dans un tuyau de bois de 168 mètres de longueur et de 18 pouces de diamètre : 106 expériences ont donné une déviation moyenne de 28,396 millimètres vers l'orient, et la théorie indique

27,512 millimètres. Ces expériences présentent beaucoup de difficulté, à raison de cette condition indispensable que le corps à l'origine de la chute ne possède et ne reçoive aucun mouvement accidentel.

32. *Centre de gravité.* Le point d'application de la résultante de toutes les forces qui attirent les points d'un corps vers le centre de la terre porte le nom de centre de gravité. Si le corps est solide, et s'il est assez petit ou assez éloigné du centre de la terre pour que les différences des distances de ses molécules à ce point puissent être négligées, ainsi que les angles formés par leurs verticales, non seulement dans une de ses positions, mais dans toutes celles qu'il prend pendant sa chute, on peut alors regarder les pesanteurs de toutes les molécules comme étant des forces égales et parallèles, et le centre de gravité devient le centre des forces parallèles (33); alors il sera fixe relativement au corps quels que soient son mouvement et sa position, et la résultante sera égale à la somme des pesanteurs de toutes les molécules. Les différentes circonstances que nous venons de supposer sont évidemment celles dans lesquelles se trouvent tous les corps qui sont à la surface de la terre; on peut donc toujours remplacer la pesanteur de toutes les molécules d'un corps par une force unique appliquée à son centre de gravité. On conçoit combien tous les problèmes relatifs à la pesanteur se trouvent alors simplifiés, et combien il est important d'avoir des procédés exacts au moyen desquels on puisse, dans chaque cas particulier, déterminer la position du centre de gravité des différents corps.

33. *Détermination du centre de gravité d'un corps homogène.* Si on mène dans un corps homogène un système de lignes parallèles occupant tout son volume, et que les milieux de toutes ces lignes soient dans un même plan, le centre de gravité sera nécessairement dans ce plan; et si on mène deux autres systèmes de lignes parallèles satisfaisant aux mêmes conditions, il est évident que le centre de gravité du corps se trouvera au point d'intersection des trois plans passant par les milieux des lignes formant chaque système. On déduit facilement de là que le centre de gravité d'un cercle ou d'une sphère est à son centre; que celui d'un triangle est sur la ligne menée d'un sommet au milieu du côté opposé, et aux deux tiers à partir du sommet; que celui d'un parallélogramme est au point d'intersection des deux diagonales; que celui d'une pyramide triangulaire ou d'un cône se trouve sur la li-

gne menée du sommet au centre de gravité de la base, et au quart de cette ligne à partir de la base; que celui d'un prisme est au milieu de la ligne qui joint les centres de gravité des deux bases.

54. *Détermination du centre de gravité d'un corps hétérogène.* Si le corps n'est point homogène, le centre de gravité ne coïncide plus avec le centre de figure. Dans ce cas on peut parvenir à le déterminer par les procédés suivants, qui sont également applicables au cas où le corps est homogène. Soit *MN* (*fig.* 21) un corps quelconque. Si on le suspend par un fil *AB*, le corps restera en équilibre lorsque la verticale du centre de gravité se trouvera dans la direction du fil de suspension : car la force qui est appliquée au centre de gravité ne peut être détruite par la résistance du fil qu'autant que ces deux forces agissent suivant la même ligne. Ainsi le prolongement de la ligne *AB* doit passer par le centre de gravité. En répétant cette opération sur un autre point *B'*, on aura une autre ligne qui devra contenir le centre de gravité : donc, si on a tracé dans le corps la direction du fil de suspension dans ces deux positions d'équilibre, le centre de gravité sera déterminé par l'intersection de ces deux lignes.

Le centre de gravité d'un corps quelconque, indépendamment des propriétés physiques dont nous avons parlé, jouit d'une propriété géométrique très importante, qui sert à en déterminer la position par le calcul, et qui a d'ailleurs plusieurs conséquences importantes : c'est que la distance du centre de gravité d'un corps à un plan quelconque, multipliée par la masse, est égale à la somme des produits de la masse de chaque élément du corps multiplié par sa distance au même plan.

Ainsi, en appelant M la masse du corps, D la distance de son centre de gravité au plan ; m, m', m''.... les masses de ses molécules, et d, d', d''.... leur distance au même plan, on a :

$$MD = md + m'd' + m''d'' + \text{etc.}, \text{ d'où l'on tire } D = \frac{md + m'd' + m''d'' + \text{etc.}}{M}$$

55. *Variation de l'intensité de la pesanteur au dessus de la surface de la terre.* Lorsqu'un corps tombe vers la surface de la terre, les actions de la pesanteur varient à chaque instant, parce que la distance du corps au centre de la terre change continuellement; et ces variations ont lieu, comme celle de la gravitation, en raison inverse du carré de la distance. Mais, quand les corps ne tombent que d'une petite hauteur, ces variations sont insensibles à cause de la grandeur du rayon de la terre, et on peut alors

considérer la pesanteur comme une force accélératrice constante.

36. *Variation de l'intensité de la pesanteur dans l'intérieur de la terre.* Lorsqu'un corps pénètre dans l'intérieur de la terre, la pesanteur suit une loi bien différente. En effet, si nous considérons une molécule dans l'intérieur de la terre, toute la portion de matière située au dessus d'elle l'attirera vers la surface, tandis que la partie inférieure de la terre l'attirera en sens contraire; de sorte qu'elle ne sera réellement attirée vers le centre de la terre que par la différence de ces deux forces. La différence des masses inférieures et supérieures à la molécule allant en diminuant à mesure que la molécule se rapproche du centre de la terre, il en résulte que la pesanteur va en diminuant continuellement depuis la surface de la terre, où elle est à son *maximum*, jusqu'au centre, où elle est nulle. Cette variation a lieu en raison directe de la distance au centre de la terre.

Soit $ABCD$ (*fig.* 22) une enveloppe sphérique infiniment mince, et m un point intérieur attiré par tous les points de l'enveloppe en raison inverse du carré de la distance; le point m, quelle que soit sa position, restera en équilibre dans cette enveloppe. En effet, concevons, par le point m, un double cône infiniment délié; les deux surfaces ab et cd, interceptées sur la surface sphérique, attireront le point m suivant les directions opposées mp et mq, qui passent par leurs centres ; ces attractions seront proportionnelles aux surfaces ab et cd, et en raison inverse des carrés des distances mp et mq; de sorte que, si nous désignons par f l'unité d'attraction, c'est-à-dire celle qui serait produite par l'unité de surface agissant sur une molécule à l'unité de distance, l'attraction de la surface ab sera

$$\frac{f \times \text{surf. } ab}{mp^2}, \text{ et celle de la surface } cd \text{ sera } \frac{f \times \text{surf. } cd}{mq^2}.$$

Cela posé, les deux petites surfaces ab et cd étant également inclinées sur les arêtes mb et md, il s'ensuit que leurs étendues sont entre elles comme les carrés de leurs distances au sommet m, ou comme les carrés des lignes mp et mq. On aura par conséquent

$$\frac{\text{surf. } ab}{mp^2} = \frac{\text{surf. } cd}{mq^2}.$$

Or, en multipliant chacun des membres de cette équation par f, ils représentent les forces qui agissent suivant mp et pq.

Ainsi, les attractions des surfaces ab et cd qui agissent suivant pq sont égales et opposées, et comme il en serait de même si l'axe du cône avait toute autre direction, il en résulte que la somme des actions de tous les éléments de l'enveloppe sur le point m est nulle, et que, par conséquent, il restera en équilibre quelle que soit sa position.

Considérons maintenant la molécule m dans une sphère matérielle (*fig.* 23), et, par le point m menons une sphère concentrique à la première. Toute la masse de matière comprise entre les deux sphères pourra être regardée comme formée d'une série d'enveloppes sphériques extrêmement minces ; la molécule m étant en équilibre dans chacune d'elles, d'après ce que nous venons de démontrer, leur réunion ne pourra

produire aucun effet sur cette molécule, qui ne sera plus attirée que par la sphère intérieure qui passe par ce point. Cette sphère agissant comme si sa masse était réunie à son centre, l'attraction sera égale à la masse de cette sphère, divisée par le carré du rayon *om*. Si le corps est homogène, la masse est proportionnelle au volume, et par conséquent l'attraction est proportionnelle à

$\frac{4\pi R^3}{3R^2}$ ou à $\frac{4\pi R}{3}$, c'est-à-dire à la distance R de la molécule au point *o*.

57. *La pesanteur agit également sur tous les corps.* Nous avons vu que les pesanteurs des molécules d'un corps étaient des forces égales et parallèles, et pouvaient être remplacées par une force unique appliquée au centre de gravité, et dont l'intensité était égale à leur somme. C'est cette force qu'on désigne sous le nom de poids : ainsi le poids d'un corps est égal à celui d'une de ses molécules multiplié par leur nombre ; et les poids des corps de même nature sont proportionnels aux nombres de molécules qu'ils renferment, c'est-à-dire à leurs masses. C'est la manière la plus simple et la plus exacte de mesurer ces dernières. Examinons maintenant quelle vitesse cette force imprimera au corps sur lequel elle agit ; et d'abord rappelons-nous que la vitesse qu'une force imprime à un corps est proportionnelle à l'intensité de cette force, et en raison inverse de la masse du corps. Ainsi, la vitesse sera proportionnelle à la masse, puisque la force suit cette loi ; et comme elle sera en même temps en raison inverse de cette même masse qu'elle fait mouvoir, il en résulte que la vitesse de la chute d'un corps pesant est indépendante de sa masse, et se trouve égale à celle de la chute d'une seule molécule.

On peut d'ailleurs démontrer directement que des masses inégales de même nature tomberaient dans le vide de la même hauteur dans le même temps. En effet, considérons un nombre quelconque de molécules isolées et indépendantes les unes des autres, m, m' m'', m''', etc. Toutes ces molécules décriront dans leurs chutes des lignes parallèles ; et si on suppose qu'elles partent en même temps, comme à chaque instant elles auront parcouru le même espace, elles resteront disposées entre elles de la même manière. Par conséquent on aurait pu les supposer liées entre elles dès l'origine du mouvement. Ainsi une masse de grandeur et de forme quelconque tomberait dans le vide dans le même temps qu'une molécule isolée.

Il résulte de là, que si la pesanteur agit également sur tous les corps, tous, quelles que soient leurs masses et leur nature, doivent tomber de la même hauteur dans le même temps. Des considérations théoriques ne nous apprendraient rien à cet égard, car

nous ne pouvons pas savoir *à priori* si l'attraction a la même intensité, quelle que soit la nature de la molécule sur laquelle elle s'exerce. C'est l'expérience seule qu'il faut consulter; et il suffit pour cela de comparer entre eux les espaces que les corps parcourent en tombant. Mais ce n'est pas dans l'air qu'il faut procéder à cette vérification : car nous savons déjà que les corps plongés dans l'air perdent une partie de leur poids égale à celui de l'air qu'ils déplacent ; et cette perte sera d'autant plus grande que, sous le même poids, ils déplaceront un plus grand volume d'air. Ainsi cette seule cause devrait produire une différence dans la durée de la chute des corps, qui, sans cette circonstance, tomberaient dans le même temps. Mais il existe une autre cause plus influente encore : c'est la résistance que l'air oppose au mouvement, résistance qui provient de ce que l'air ne peut être déplacé par le corps en mouvement sans absorber une partie de la force qui l'anime, et par conséquent sans en diminuer la vitesse : or, cette résistance, comme nous le verrons plus tard, croît avec la vitesse et varie suivant la forme du corps. Cette influence de la résistance de l'air est tellement grande, qu'elle empêche certains corps de tomber, et que les corps de même nature, que nous savons devoir tomber de la même hauteur dans le même temps, quand aucune autre force n'agit pour augmenter ou diminuer leur vitesse, tombent souvent avec des vitesses très différentes. Nous citerons pour exemple l'or en feuille, qui nage avec facilité dans l'air, tandis que l'or en masse tombe avec une extrême rapidité. Ainsi, c'est dans le vide que ces expériences doivent être faites.

Pour faire cette expérience on se sert d'un grand cylindre de verre (*fig.* 24) fermé aux deux extrémités par deux viroles de cuivre, dont l'une est garnie d'un robinet à l'aide duquel on peut faire le vide dans le tube. En introduisant d'abord dans le tube différents corps, tels que du plomb, de l'or en feuilles très minces, du coton, du duvet, faisant le vide et renversant rapidement le tube, tous ces corps tombent en même temps; mais si on laisse rentrer de l'air en ouvrant le robinet, les corps qui sous un petit poids présentent un grand volume tombent plus lentement que les autres, et d'autant plus que l'on a laissé entrer plus d'air.

M. B. Prevost avait imaginé une expérience fort simple, pour démontrer que la résistance de l'air est la seule cause de l'inégalité de la chute des corps. Cette expérience consistait à faire tomber d'une certaine hauteur une petite caisse, ouverte par la partie supérieure, et lestée de manière qu'elle conservât la même position dans sa chute. En plaçant dans la caisse des corps légers, ils tombaient en même temps. L'expérience

pouvait être faite avec une plaque métallique horizontale, au dessus de laquelle on plaçait une feuille de papier d'un diamètre un peu plus petit. D'après M. Prevost, ce phénomène provenait de ce que la caisse préservait le corps léger de la résistance de l'air ; mais comme la caisse, en tombant, fait un vide partiel derrière elle, la pression de l'air extérieur tend à presser le corps léger dans la caisse, et par conséquent cette expérience ne prouve rien relativement à l'égalité de pesanteur des corps.

On pensait autrefois que la vitesse de la chute des corps était proportionnelle à leur poids. Ce fut Galilée qui fit voir le premier l'inexactitude de cette loi ; qui démontra que tous les corps sont également pesants, et que les différences que l'on observe proviennent de la résistance de l'air. Il fit faire des boules égales d'or, de plomb, de cuivre, de porphyre et de cire, et les laissa tomber en même temps du haut de la tour de Pise : elles arrivèrent presque toutes en même temps, à l'exception de la boule de cire.

Cependant il est impossible de déduire, même des expériences faites dans le vide, que les corps sont également pesants : car, dans ces expériences, les corps ne tombent jamais que d'une petite hauteur et dans un temps très court ; par conséquent, si la durée de la chute des corps différait peu, on ne pourrait pas s'en apercevoir. Mais il existe un autre appareil qui permettrait d'apprécier les plus petites différences, s'il en existait réellement. Cet appareil porte le nom de *pendule*.

58. *Pendule*. Le pendule (*fig*. 25) est composé d'une tige solide librement suspendue par une de ses extrémités, et portant à l'autre un corps solide de forme lenticulaire. Lorsque cet appareil a été détourné de sa position d'équilibre, il tend à y revenir ; mais, n'atteignant jamais cette position qu'avec une vitesse acquise, il la dépasse à chaque fois, et fait autour d'elle des oscillations dont les amplitudes, toujours décroissantes, finissent par s'anéantir après un temps plus ou moins long.

Pour analyser avec facilité les phénomènes du mouvement des pendules, on ne considère en mécanique qu'un pendule idéal, qu'on désigne sous le nom de pendule simple. Il est formé d'une ligne rigide inextensible et sans pesanteur, suspendue par une de ses extrémités, et portant à l'autre un point matériel pesant. Lorsqu'on connaît la forme et la densité de toutes les parties qui composent un pendule ordinaire, la mécanique donne des règles pour trouver la longueur du pendule simple correspondant, c'est-à-dire de celui qui ferait ses oscillations dans le même temps.

Soit OM (*fig*. 26) un pendule simple en repos, O le centre de rotation, M le point matériel pesant. Supposons qu'après avoir été

transporté en OM', on l'abandonne à lui-même ; la pesanteur, agissant suivant $M'P$, pourra se décomposer en deux autres forces : l'une, $M'Q$, dirigée suivant la ligne de suspension, sera détruite par la résistance de cette ligne ; l'autre, $M'R$, dirigée suivant la tangente au cercle décrit par l'extrémité du pendule, tendra à le ramener dans sa position initiale. Les intensités de ces deux forces se détermineront en prenant sur la direction de la pesanteur une ligne $M'P$ pour représenter cette force, et en construisant le parallélogramme $M'QPn$. A chaque nouvelle position du point matériel, une nouvelle force tangentielle s'ajoutera aux précédentes, en vertu de l'inertie, de sorte que le pendule descendra à la position de repos OM avec une vitesse accélérée. La vitesse acquise pendant la chute du point M' au point M lui fera dépasser ce point ; mais, à mesure qu'il s'élèvera de l'autre côté de la ligne de repos OM, la pesanteur se décomposera comme précédemment, et imprimera au point matériel des forces qui, tendant à le ramener à la position verticale OM, détruiront à chaque instant une portion de sa vitesse, et finiront par l'anéantir. Le pendule descendra alors de nouveau, pour remonter ensuite et pour continuer indéfiniment ses oscillations, si les frottements et la résistance de l'air, diminuant continuellement l'amplitude des oscillations, ne finissaient par les anéantir.

On démontre en mécanique : 1° Que la durée des oscillations est sensiblement indépendante de leur amplitude quand elles sont très petites.

On peut démontrer cette propriété de la manière suivante. La composante de la pesanteur, dirigée suivant la tangente, est proportionnelle au sinus de l'angle du pendule avec la verticale, et à cet angle quand il est très petit. Cela posé, considérons deux pendules de même longueur, faisant des oscillations d'amplitudes différentes, par exemple dans le rapport de 1 à 2. Divisons un des demi-arcs parcourus par le premier aux points où se trouve le mobile aux époques des actions successives de la pesanteur, et un des demi-arcs du second en parties proportionnelles à celles du premier ; les petites parties du second seront doubles de celles du premier. Faisons partir les pendules ensemble : le second a d'abord une vitesse double du premier ; ainsi dans le même temps il parcourra un espace double ; et quand il aura parcouru une division, le premier aura aussi parcouru une division ; mais la vitesse du second sera encore double de celle du premier, et par conséquent les deux secondes divisions seront encore parcourues dans le même temps, et ainsi des autres. Ainsi les oscillations s'effectueront dans le même temps.

2° Que, dans un même lieu et pour un même pendule, les durées des oscillations sont entre elles comme les racines carrées des longueurs des pendules ;

3° Que l'intensité de la pesanteur qui agit sur la matière qui constitue la lentille est proportionnelle à la longueur du pendule, et en raison inverse du carré du temps d'une oscillation.

En désignant par g l'intensité de la pesanteur sur une molécule de la lentille, par π le rapport du diamètre à la circonférence, 3,1415926; par l la longueur du pendule simple, et par T la durée d'une oscillation, on a

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}; \text{ d'où } g = \pi^2 \frac{l}{T^2}.$$

En désignant par v la vitesse après le temps t, compté à partir de l'origine de l'oscillation, et par a la longueur de la moitié de l'arc décrit dans une oscillation complète, on a

$$v = a \sqrt{\frac{g}{l}} . \sin\left(t \sqrt{\frac{g}{l}}\right)$$

Ces formules étant souvent employées, nous les démontrerons.

Soit oc (*fig.* 26 A) la demi-oscillation très petite d'un pendule que nous désignerons par a; la vitesse au point o sera $v = \sqrt{2g \times no}$ (voir plus loin n° 70); mais l'arc co étant très petit, on pourra le remplacer par sa corde; et comme on a $co^2 = no \times 2l$; d'où $no = \frac{a^2}{2l}$, il viendra $v = a\sqrt{\frac{g}{l}}$. On trouvera de même, pour la vitesse en un point quelconque p dont la distance au point o est représentée par x,

$$v = \sqrt{2g\,(no - qo)} = \sqrt{2g\left(\frac{a^2}{2l} - \frac{x^2}{2l}\right)} = \sqrt{\frac{g}{l}(a^2 - x^2)}.$$

Soit maintenant cc' (*fig.* 26 B) l'arc développé décrit par le pendule; sur cc' comme diamètre décrivons un demi-cercle et imaginons qu'un corps le parcoure uniformément avec une vitesse $a\sqrt{\frac{g}{l}}$, et qu'il parte du point c en même temps qu'un autre corps parcourrait cc' avec les mêmes vitesses successives qu'un pendule qui décrit l'arc coc' (*fig.* 26 *A*) : je dis qu'à chaque instant le premier corps aura parallèlement à cc' une vitesse égale à celle du second à la même distance de oA. En effet, la vitesse du premier corps, parallèlement à cc' en un point quelconque m, est

$$v = \cos kmn.\, a\sqrt{\frac{g}{l}} = \sin mop.\, a\sqrt{\frac{g}{l}} = \frac{mp}{om}\, a\sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$= \frac{\sqrt{a^2 - x^2}}{a} \times a\sqrt{\frac{g}{l}} = \sqrt{\frac{g}{l}(a^2 - x^2)}.$$

qui est exactement la vitesse du pendule au point p, distant du point o d'une quantité x. Ainsi, les deux corps partant en même temps du point c, se trouveront à chaque instant à la même distance de oA, et arriveront ensemble au point c'; et par conséquent, le temps d'une oscillation du pendule est égal au temps que le premier corps emploie pour parcourir la demi-circonférence cAc'. Or en désignant ce temps par T, on a

$$T = \frac{\pi a}{a\sqrt{\frac{g}{l}}} = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Pour obtenir la vitesse du pendule, après un temps quelconque t, compté de l'origine de l'oscillation, il faut remarquer qu'au point p (*fig.* 26 B) la vitesse du pendule étant égale à la composante parallèle à cc' du corps au point m, on a

$$v = \sin mop.\ a\sqrt{\frac{g}{l}}.\ \text{Or, } \sin mop = \sin\frac{cm}{a},\ \text{et } cm = ta\sqrt{\frac{g}{l}};$$

$$\text{donc } v = a\sqrt{\frac{g}{l}}.\sin\left(t\sqrt{\frac{g}{l}}\right).$$

Les deux premières lois peuvent facilement être vérifiées par l'expérience. Ces lois sont relatives à un pendule idéal qui ne peut point se réaliser : car la tige doit être un fil inextensible sans pesanteur, et l'extrémité doit être réduite à une molécule pesante. Mais, pour atteindre autant que possible à la simplicité du pendule idéal, nous construirons un pendule avec un fil métallique extrêmement délié, fixé supérieurement à un couteau d'acier dont le tranchant repose sur deux plans parfaitement polis, et nous fixerons à l'extrémité inférieure du fil une sphère métallique, d'une masse très considérable relativement à celle du fil de suspension (*fig.* 27). Ce pendule oscillera sensiblement comme un pendule simple dont la longueur serait égale à la distance du centre de gravité de la sphère au point de suspension.

Dans ce cas, en désignant par L la distance du point de suspension au centre de la boule, par l la longueur du pendule simple correspondant, et par R le rayon de la boule, on a, en négligeant le poids du fil,

$$l = L + \frac{2R^3}{5L}.$$

Pour les vérifications dont il s'agit, la quantité $\frac{2R^2}{5L}$ est trop petite pour avoir une influence sensible.

Pour reconnaître l'isochronisme des oscillations du pendule quand elles sont très petites, il suffit de mettre en mouvement le pendule, et de compter le nombre des oscillations dans un temps donné, au commencement et vers la fin du mouvement : on trouve ainsi des nombres parfaitement égaux quand elles sont très petites. Cette loi si importante fut une des premières découvertes de Galilée (1).

---

(1) C'est sur cette propriété qu'est fondée l'application du pendule aux horloges. Dans toutes les horloges le mouvement est produit par la chute d'un poids ou la détente d'un ressort ; mais si ces forces étaient abandonnées à elles-mêmes, elles ne produiraient qu'un mouvement accéléré et de courte durée, au lieu d'un mouvement lent et régulier. Pour bien comprendre les fonctions du pendule dans les horloges,

Pour vérifier la seconde loi il suffit évidemment de faire osciller des pendules de différentes longueurs, de mesurer la durée d'une oscillation, et de comparer ces temps aux longueurs. L'estimation de la durée d'une oscillation se fait avec une grande précision en comptant le nombre d'oscillations qui s'exécutent dans un certain temps, une heure par exemple, et divisant le temps par le nombre des oscillations. On trouve ainsi que, si les pendules ont des longueurs qui soient entre elles comme les nombres 1, 4, 9, les durées des oscillations sont entre elles comme les nombres 1, 2, 3.

Enfin, la troisième loi peut servir à constater avec une grande précision l'égalité de l'action de la pesanteur sur tous les corps : car il résulte de cette loi que, si les corps sont également pesants, des pendules de même longueur et de différentes matières doivent osciller dans le même temps. La méthode la plus simple pour faire cette vérification consiste à placer à la partie inférieure du fil une calotte sphérique, au dessous de laquelle on place successivement des sphères égales de différentes substances qu'on fait adhérer par une légère couche d'huile. Les expériences faites ainsi avec beaucoup de soin, sur la plupart des substances connues, ont donné des résultats très peu différents, et qui sont devenus identiques, quand on les a ramenés à ce qu'ils auraient été dans le vide.

59. *Les masses des corps sont proportionnelles à leur poids.* De l'égalité de l'action de la pesanteur sur tous les corps il résulte une conséquence très importante: la pression que la pesanteur d'un corps

---

Imaginons une corde enroulée sur un cylindre, supportant un poids à une de ses extrémités, et supposons que ce cylindre communique par une série de roues dentées et de pignons à une dernière roue dentée, représentée fig. 28. Imaginons qu'à côté de cette roue soit placé un pendule *MN*, garni d'une pièce *mnpq*, qu'on nomme échappement, tellement disposée que, dans les oscillations successives du pendule, une dent de la roue s'échappe successivement. Il est évident que, quoique le poids tende à faire tourner la roue dentée d'une manière continue et avec un mouvement accéléré, elle ne tournera cependant que par intermittence, après des temps égaux et d'une même quantité, et la pression que les dents de la roue exerceront contre l'échappement perpétuera les mouvements du pendule : de sorte que cet appareil marchera régulièrement jusqu'à ce que la force motrice soit épuisée, c'est-à-dire que le poids soit en bas de sa course ou que le ressort soit complètement détendu. Supposons maintenant que l'axe qui porte la corde enroulée ou le ressort soit garni d'une aiguille qui parcourt un cadran, et que le pendule batte la seconde : en admettant que chaque dent de la roue d'échappement communique à la roue une vitesse angulaire égale à la 60e partie de la circonférence, l'aiguille aurait le mouvement de celle des minutes dans les horloges ordinaires.

produit sur un obstacle qui le soutient est alors évidemment proportionnelle à la quantité de matière qu'il renferme, c'est-à-dire à sa masse; or, cette pression est précisément ce qu'on nomme le poids du corps, par conséquent les masses des corps, quelle que soit d'ailleurs leur nature, sont proportionnelles à leur poids dans le vide.

60. *Équilibre des corps pesants.* Pour qu'un corps pesant soit en équilibre, il faut et il suffit que son centre de gravité soit soutenu. Mais pour que l'équilibre soit stable, c'est-à-dire pour que le corps très peu dérangé de sa position tende à y revenir, il faut nécessairement que son centre de gravité soit le plus bas possible; dans le cas de l'équilibre instable, le centre de gravité est au contraire le plus haut possible : c'est ce qu'on peut vérifier sur un cône en équilibre sur sa base ou sur sa pointe. Pour reconnaître si un corps pesant est en équilibre stable ou instantané, il faut supposer que le corps reçoive un très petit mouvement, et observer si le centre de gravité monte ou descend : dans le premier cas, l'équilibre est stable; dans le second, il est instantané.

Lorsqu'un corps solide est posé sur un plan, la condition d'équilibre consiste en ce que la verticale de son centre de gravité rencontre le plan dans l'intérieur du polygone formé par les points de contact du corps avec le plan. La raison en est évidente : car, lorsque cette condition est remplie, la force appliquée au centre de gravité tend à faire tourner le corps autour de chaque point d'appui dans des directions où le mouvement ne peut point avoir lieu; tandis que, quand la verticale du centre de gravité est en dehors de ce polygone, la force appliquée au centre de gravité tend à faire tourner le corps autour des points de contact les plus voisins, et rien ne peut s'opposer à ce mouvement.

Lois de la chute des Corps à une petite distance de la surface de la terre.

Lorsqu'on veut avoir égard aux variations de la pesanteur en raison des distances, les vitesses et les espaces parcourus suivent par rapport aux temps des lois très compliquées. Mais dans le cas particulier d'un corps qui tombe vers la surface de la terre d'une petite hauteur, les actions de la pesanteur peuvent être considérées comme étant égales à tous les instants de la chute, alors le problème se simplifie, et les rapports des vitesses, des espaces parcourus et des temps, deviennent extrêmement simples.

61. *Les vitesses sont proportionnelles aux temps.* Les actions

de la pesanteur étant égales, se succédant après des intervalles infiniment petits, égaux, et ces forces s'ajoutant en vertu de l'inertie, il s'ensuit que la force qui sollicite le corps augmente proportionnellement au temps écoulé depuis l'origine de la chute, et par conséquent que la vitesse (17) suit la même loi (21). Ainsi, en désignant par g la vitesse après l'unité de temps, et par v la vitesse après le temps t, on a $v = gt$.

62. *Les espaces parcourus sont comme les carrés des temps employés à les parcourir.* En effet, supposons qu'un corps tombe pendant le temps t, la vitesse à la fin de la chute sera gt, et après le temps $\frac{t}{2}$ elle sera $g\frac{t}{2}$; après les temps $\frac{t}{2} - \theta$ et $\frac{t}{2} + \theta$, elle sera $g\left(\frac{t}{2} - \theta\right)$, et $g\left(\frac{t}{2} + \theta\right)$, dont la demi-somme est $g\frac{t}{2}$. Ainsi la somme des chemins parcourus pendant des temps très petits aux époques $\frac{t}{2} + \theta$ et $\frac{t}{2} - \theta$ est égale au chemin qui serait parcouru pendant la somme des temps avec la vitesse $g\frac{t}{2}$: donc le chemin total parcouru pendant le temps t est égal au chemin que le corps parcourrait uniformément avec la vitesse $g\frac{t}{2}$. Ainsi, en désignant ce chemin par e, on a $e = g\frac{t^2}{2}$, (b). Cette formule renferme la loi énoncée.

Il résulte des deux formules précédentes que, si la pesanteur, après avoir agi un certain temps sur le corps, cessait de le solliciter, il parcourrait uniformément dans le même temps un espace double de celui qu'il a parcouru sous l'influence de la pesanteur. En effet, à la fin du temps t, l'espace parcouru est $g\frac{t^2}{2}$, et la vitesse est gt; or, l'espace parcouru uniformément pendant le temps t avec cette dernière vitesse est gt^2. Il résulte de là que g, qui représente la vitesse à la fin de la première unité de temps, est égal au double de l'espace parcouru pendant la première unité de temps de la chute. C'est ce qui résulte aussi de l'équation (b) : car si on fait $t = 1$, elle donne $g = 2e$.

En éliminant le temps t entre les deux équations (a) et (b), il vient $v = \sqrt{2gh}$. Ainsi la vitesse à la fin de la chute est proportionnelle à la racine carrée de la hauteur de la chute.

63. Les lois de la chute des corps ne peuvent pas être vérifiées directement, parce que la vitesse est trop grande, et qu'une petite erreur sur l'estimation du temps aurait trop d'influence. Elles ne peuvent l'être que par des dispositions qui diminuent l'intensité de

la pesanteur. C'est à Galilée que sont dues les premières expériences sur les lois de la chute des corps ; il parvint à diminuer l'intensité de la pesanteur en faisant tomber un corps en roulant sur un plan incliné. En 1780, Athwood imagina une machine beaucoup plus simple et susceptible de donner une plus grande précision ; nous allons la décrire.

64. *Machine d'Atwood*. Soit AB (*fig*. 29) une poulie mobile sans pesanteur, sur laquelle est enroulé un fil également sans pesanteur, aux extrémités duquel se trouvent deux poids égaux P et P'. Ces poids se feront mutuellement équilibre ; mais si on place au dessus de P' un nouveau poids p, l'équilibre sera rompu, et le poids additionnel mettra tout en mouvement. Remarquons maintenant que, quand le poids p tombe tout seul et librement il ne fait mouvoir que sa masse ; et que, quand il tombe appliqué sur le poids P', il fait mouvoir à la fois les masses P et P' et la sienne propre ; et, comme les vitesses qu'une même force imprime à différentes masses sont en raison inverse de ces masses, il en résulte que le poids p tombera, lorsqu'il fera partie de l'appareil, avec une vitesse qui sera à celle qu'il aurait s'il tombait librement, comme la masse p est à la masse $P+P'+p$. Ainsi, par exemple, en supposant que P et P' soient de 1000 gr., et p de 1 gr., la vitesse du corps p entraînant les masses P et P' sera 2001 fois plus petite que celle d'un corps qui tombe librement.

La machine d'Athwood (*fig*. 30) est composée d'une poulie AB très légère, portée sur un axe dont les extrémités sont mobiles sur les circonférences de quatre galets mm', afin de diminuer le frottement (1). Un arrêt c, qui se fixe contre le crochet à ressort D, retient le poids P', et permet de le faire partir à un instant déterminé. La tige graduée porte deux boîtes mobiles M et M', qui peuvent se fixer à différentes hauteurs : la première porte un prolongement formé d'une plaque percée d'un trou, à travers lequel peut passer le poids P' ; l'autre est formée d'une plaque circulaire

(1) Le frottement d'une poulie dans ses coussinets est proportionnel à la pression et au chemin décrit par la surface des axes : par conséquent, en désignant par M le poids de la poulie, par m celui de chacun des galets, par S et par s les chemins parcourus par l'axe de la poulie et par l'axe de chacun des couples de galets, le frottement de la poulie tournant directement sur son axe est à celui qu'elle éprouve quand elle tourne sur les galets $:: PS : 2\left(\frac{1}{2}P+2p\right)s$; et comme s est toujours très petit par rapport à S, les galets, malgré l'influence de leur poids, diminuent beaucoup le frottement.

plane. On donne au poids additionnel une des formes indiquées dans la figure par les lettres p ou p'. A côté de l'appareil se trouve un pendule qui bat la seconde. Dans cet appareil le frottement des axes de rotation et la résistance du fil à se courber sur la gorge de la poulie sont des forces accélératrices constantes, comme la pesanteur, qui tendent à diminuer la vitesse de la chute, mais ne peuvent pas changer la loi de son accélération : la seule circonstance qui puisse altérer cette dernière loi est la variation de longueur du fil, qui tend évidemment à augmenter l'accroissement de la vitesse; mais quand le fil est très fin, et que son poids par rapport à p est très petit, son influence est sensiblement nulle. Quant au poids de la poulie, il agit de la même manière qu'un accroissement du poids p, car on peut remplacer la somme des quantités de mouvement de ses différents points par celle d'une certaine masse m, qui formerait un anneau placé à la circonférence et qui prendrait la vitesse des poids placés aux extrémités du fil; alors la vitesse des corps P serait à leur vitesse quand ils sont libres : : $p : 2P + p + m$.

Pour vérifier la loi des espaces parcourus par rapport aux temps employés, on place le poids P' avec son poids additionnel p sur la soupape c, rendue horizontale et retenue à cette position par le crochet D. On fait partir le corps à l'instant précis d'un battement du pendule, et on place par tâtonnement la boîte M' de manière que le choc du corps sur cette plaque coïncide avec le battement suivant. La distance de la plaque au point D est alors l'espace parcouru dans une seconde. Si, après avoir fait cette première épreuve, on remonte le corps P' sur la soupape, et si on descend la plaque M' de manière que sa distance au point D soit quatre fois plus grande, on observe que, le poids P' partant à l'instant d'un battement, son choc sur la plaque M' coïncide avec le troisième battement; et, si on met la boîte M' à une distance neuf fois plus grande que la première, ce choc se manifestera au quatrième battement : d'où résulte la loi énoncée, que les espaces parcourus sont proportionnels aux carrés des temps employés à les parcourir.

Pour vérifier si les vitesses sont proportionnelles aux temps, il faudrait arrêter l'action de la pesanteur à différentes époques de la chute; le corps se mouvrait uniformément avec la vitesse acquise, et l'espace qu'il parcourrait dans l'unité de temps serait la mesure de la vitesse, qu'on pourrait alors comparer aux temps employés pour l'acquérir. La machine d'Athwood offre un moyen fort simple pour remplir cet objet. En effet, dans les expériences précédentes,

tout se passe comme si la pesanteur n'agissait que sur le poids additionnel, puisque les poids des deux corps P et P' se font équilibre : donc, si, à une époque quelconque de la chute, on enlevait le poids p, la chute n'aurait plus lieu qu'avec la vitesse acquise. Pour cela on se sert d'un corps p' de même poids que p, mais très allongé, de manière que le corps P', en passant à travers l'anneau de la plaque M', y laisse ce poids moteur. On place la plaque M' successivement aux distances parcourues dans une seconde, deux secondes, etc., et on trouve que les vitesses acquises sont proportionnelles aux temps écoulés depuis l'origine du mouvement, et que l'espace parcouru avec la vitesse acquise pendant un temps égal à celui qui s'est écoulé depuis l'origine du mouvement est double de l'espace parcouru pour acquérir cette vitesse.

65. *Chute d'un corps sollicité par une force initiale.* Si la force initiale est dirigée dans le sens de l'action de la pesanteur, les effets de ces deux forces s'ajoutent ; à chaque instant la vitesse est égale à la vitesse initiale, plus celle résultant de l'action de la pesanteur, et l'espace parcouru est égal à la somme des espaces que le corps aurait parcourus s'il eût été successivement soumis à l'action de ces deux forces. Mais si la force initiale imprime un mouvement en sens contraire de la pesanteur, les actions successives de cette dernière diminuent continuellement la vitesse primitive, finissent par l'anéantir, et le corps retombe alors comme s'il partait du repos. Dans ce cas les vitesses du mobile en montant et en descendant sont les mêmes à des hauteurs égales, et la vitesse à la fin de la chute est égale à celle du mouvement ascensionnel à son origine. Ainsi, pour élever un projectile à une hauteur quelconque, il faut lui imprimer une vitesse égale à celle que la pesanteur lui ferait acquérir s'il tombait de cette hauteur.

Dans ce cas, on a les formules $v = a - gt$, (a), et $e = at - \frac{gt^2}{2}$, (b). Le corps s'élevant jusqu'à ce que sa vitesse devienne nulle, en appelant h la plus grande hauteur à laquelle il parviendra, et θ le temps qu'il emploira pour y parvenir, on aura :

$$0 = a - g\theta, \text{ et } h = a\theta - \frac{g\theta^2}{2}; \text{ d'où l'on tire } \theta = \frac{a}{g}, \text{ et } h = \frac{a^2}{2g}.$$

Parvenu à cette hauteur h, le corps retombera. Pour avoir la vitesse qu'il acquerra à la fin de sa course, il faut mettre à la place de e la valeur de h dans l'équation $v = \sqrt{2ge}$: on trouvera ainsi $v = a$. Ainsi, lorsqu'un corps est lancé verticalement, il retombe avec une vitesse égale à la vitesse de projection.

Pour démontrer qu'un corps acquiert la même vitesse à des hauteurs égales en montant et en descendant, cherchons la vitesse pendant l'ascension à une distance e' du

sommet de l'ascension. On aura $e = h - e' = \frac{a^2}{2g} - e'$. Substituant dans l'équation (a) la valeur de t tirée de l'équation (b), et pour e la valeur que nous venons d'obtenir, on trouve $v = \sqrt{2ge'}$, qui est la vitesse d'un corps qui tomberait librement du sommet de l'ascension.

66. Lorsque l'impulsion initiale est inclinée à l'horizon, le projectile s'élève en décrivant une courbe, et redescend ensuite en décrivant une courbe semblable. Les vitesses sont encore égales aux mêmes hauteurs en montant et en descendant, et la courbe décrite dans le vide est une parabole dont l'axe est vertical.

67. *Chute d'un corps sur une ligne droite et sur une ligne courbe.* Lorsqu'un corps tombe dans la direction d'un plan incliné à l'horizon, sa pesanteur peut se décomposer en deux forces : l'une, perpendiculaire au plan, est détruite par sa résistance ; l'autre, parallèle à sa direction, produit le mouvement du corps, qui est accéléré comme celui de la chute verticale. Mais la force accélératrice est d'autant plus petite que le plan se rapproche davantage de l'horizon. En construisant le parallélogramme des forces, il est facile de reconnaître que la composante de la pesanteur, parallèlement au plan, est égale à $g\frac{H}{L}$, H étant la hauteur du plan incliné, et L sa longueur. Il résulte de là que la vitesse à l'extrémité inférieure du plan incliné est égale à la vitesse qu'acquerrait le corps en tombant verticalement de la hauteur du point de départ : car, si, dans la formule $v = \sqrt{2gh}$, on substitue pour g la valeur que nous venons de trouver, et H à la place de h, on trouve $v = \sqrt{2gH}$. Le même résultat aurait encore lieu si le corps tombait suivant une courbe quelconque continue. En effet, il existera nécessairement pour le premier élément de la courbe, et comme l'angle formé par la direction de ce premier élément et celle du second est infiniment petit, il n'y aura pas de perte de vitesse dans le passage du premier au second élément, et par conséquent le résultat en question aura lieu pour ce deuxième élément, et par suite pour tous les autres, pourvu qu'il n'y ait point de changements brusques de direction.

68. La courbe de la plus vite descente, c'est-à-dire celle qu'un corps devrait parcourir pour descendre d'un point à un autre dans le temps le plus court, porte le nom de *cycloïde*. La cycloïde est une courbe décrite par un point quelconque d'un cercle qui roule sur une ligne droite. Dans la fig. 31, AB est le cercle mobile, AP la droite directrice, A le point générateur. Lorsque le cercle AB

a parcouru une partie AG de la ligne AP, égale à la moitié de sa circonférence, le point A se trouve au point le plus élevé ; après une révolution complète du cercle, il se trouve de nouveau sur la ligne AP, et ainsi de suite. La cycloïde est alors composée d'un nombre infini de branches semblables à ACP. On démontre en mécanique que, pour qu'un corps descende du point A au point B (*fig.* 32) dans le temps le plus court possible, il faut qu'il parcoure une cycloïde renversée à base horizontale, dont le milieu est en B.

69. Cette même courbe jouit encore d'une autre propriété bien remarquable : la durée de la chute d'un corps qui la parcourt est indépendante de la distance du point de départ au point le plus bas. Ainsi, des corps partant en même temps des points A, A', A'', arrivent en même temps au point B. Cette propriété fournit un moyen simple de rendre parfaitement isochrones, c'est-à-dire d'égale durée, les oscillations d'un pendule, quelles que soient d'ailleurs l'amplitude des oscillations : car il suffit de faire décrire au centre d'oscillation une cycloïde. On y parvient en employant pour le pendule une ligne flexible, et en plaçant de chaque côté du point O (*fig.* 33) deux plaques terminées par des cycloïdes égales, dont l'axe est horizontal. Le pendule, dans ses écarts successifs de chaque côté de la verticale OC, s'enroule en partie sur ces cycloïdes, et si le pendule a pour longueur deux fois le diamètre du cercle générateur des cycloïdes directrices, l'extrémité du pendule décrira une cycloïde.

70. *Influence de l'air.* Jusqu'ici nous avons fait abstraction de la résistance de l'air : par conséquent tous les résultats du calcul que nous avons énoncés ne sont vrais que pour un corps qui se mouvrait dans le vide. Lorsqu'un corps tombe dans l'air, sa vitesse tend à devenir uniforme, parce que la résistance de l'air croît plus rapidement que la vitesse ; mais en général les lois du mouvement d'un corps dans l'air se rapprochent d'autant plus de celles du vide que le corps est plus dense ; c'est-à-dire que, sous le même volume, il renferme plus de matière, et que sa surface est plus petite.

71. A l'origine de la chute des corps, la résistance de l'air occasionne un phénomène remarquable : le corps tourne sur lui-même, de manière que son centre de gravité devienne en général le plus bas possible, et c'est à cet instant seulement que les différents points du corps décrivent des droites parallèles. Cela tient à ce que le point d'application de la résultante des actions de l'air doit être dirigé suivant la verticale du centre de gravité, pour que le corps

se meuve parallèlement à lui-même; et pour que le plus petit écart ne fasse pas faire une révolution complète au corps sur lui-même, il faut que son centre de gravité soit le plus bas possible : s'il n'en était pas ainsi, ces deux forces feraient tourner ce corps jusqu'à ce que cette double condition fût satisfaite.

72. *Intensité de la pesanteur, et ses variations à la surface de la terre.* La pesanteur étant une force accélératrice constante, son intensité est mesurée par la vitesse qu'elle imprime à la fin de la première unité de temps aux corps soumis à son action (26); mais c'est précisément la quantité que nous avons désignée par g dans les formules relatives à la chute des corps : ainsi désormais g représentera l'intensité de la pesanteur. Pour mesurer la vitesse acquise après l'unité de temps, il faudrait pouvoir arrêter l'action de la force accélératrice à cette époque; le corps se mouvrait uniformément, et l'espace qu'il parcourrait dans la seconde unité de temps représenterait la vitesse acquise à la fin de la première. On peut aussi déterminer cette vitesse en mesurant l'espace parcouru par le corps pendant la première unité de temps : car ce chemin est précisément double de la vitesse cherchée, comme on peut s'en assurer en faisant $t=1$, dans les deux formules qui renferment les lois de la chute des corps.

73. Lorsqu'un corps est soumis à l'action de la pesanteur, et qu'il se précipite vers la surface de la terre, son mouvement est beaucoup trop rapide pour qu'on puisse mesurer directement et avec exactitude l'espace parcouru dans l'unité de temps. On pourrait à la vérité le ralentir au moyen de la machine d'Athwood, ou en le faisant tomber sur un plan incliné; mais, pour en déduire l'espace qu'il aurait parcouru librement, il faudrait avoir égard non seulement à la disposition géométrique de l'appareil, mais encore au frottement et à l'inertie des poulies, à la résistance du fil à la flexion, à la variation de sa longueur, circonstances dont l'appréciation serait assez difficile, et qui offrirait de trop grandes causes d'erreur. C'est encore au moyen du pendule qu'on parvient facilement à déterminer l'intensité de la pesanteur. En effet, nous avons vu qu'il y avait entre la durée de ses oscillations, sa longueur et l'intensité de la pesanteur, la relation $g=\frac{\pi^2 l}{T^2}$, au moyen de laquelle on peut déduire l'une quelconque de ces trois quantités de la connaissance des deux autres. Ainsi, en comptant exactement le nombre des oscillations d'un pendule pendant un intervalle dé-

terminé, on en déduira la durée d'une oscillation avec une précision qui sera d'autant plus grande que le nombre des oscillations comptées sera plus considérable. Sa longueur sera celle du pendule simple qui lui correspond, dont on calculera la longueur par les règles connues; et on en déduira l'intensité de la pesanteur dans le lieu de l'observation.

C'est ainsi qu'à Paris on a trouvé que l'intensité de la pesanteur était de $9^m,8088$, c'est-à-dire qu'un corps qui se mouvrait librement dans le vide acquerrait cette vitesse à la fin de la première seconde, et par conséquent que l'espace parcouru pendant la première seconde est de $4^m,9044$.

74. La mesure de la durée des oscillations du pendule et la détermination de la longueur du pendule simple correspondant sont des opérations difficiles et qui exigent un observateur exercé, à cause des précautions délicates qu'il faut prendre et des nombreuses corrections qu'il faut faire subir aux résultats bruts des expériences. Ces corrections sont relatives à l'influence de l'amplitude des oscillations sur leur durée, et à celle de l'air, qui agit non seulement en diminuant le poids du corps, mais en opposant une résistance au mouvement, qui altère la relation si simple qui existe entre la longueur du pendule et la durée des oscillations. Ces corrections sont très petites, mais elles sont de l'ordre des variations que l'intensité de la pesanteur éprouve à la surface de la terre, et ne peuvent pas être négligées.

75. L'intensité de la pesanteur étant connue pour un lieu déterminé, il devient très facile de trouver son intensité sur d'autres points. En effet, si on prend un pendule d'une forme invariable, et qu'on le fasse osciller dans les mêmes circonstances dans différents lieux, la longueur du pendule simple correspondant restant constante, la durée des oscillations variera en raison inverse de la racine carrée de l'intensité de la pesanteur; et alors, connaissant cette intensité pour un des lieux, on en déduira l'intensité pour tous les autres. On pourra aussi déduire de ces expériences la longueur du pendule qui bat la seconde dans les différents lieux des expériences : car il résulte de la formule du pendule que ces longueurs sont proportionnelles aux intensités de la pesanteur.

On a trouvé ainsi 1° que, de l'équateur aux pôles, l'intensité de la pesanteur diminue de 1/176 de sa valeur moyenne; 2° qu'en désignant par g l'intensité de la pesanteur en un lieu dont la latitude est de 50°, et par g' la pesanteur à la latitude ψ, la valeur de g'

est donnée par l'équation $g' = g(1 - 0{,}002837 \cos^2 \psi)$; 3° pour la longueur du pendule qui bat la seconde sexagésimale, les nombres suivants :

Longueur du pendule qui bat la seconde sexagésimale à différentes latitudes.

	Latitudes.	Longueur du pendule.
Équateur.	0°	. . . . 0^m,990925
	26	. . . . 0 ,991528
Paris.	48 50' 40"	. . . . 0 ,993846
	60	. . . . 0 ,994791
	80	. . . . 0 ,995924 (1).

On conçoit d'après cela que, si on portait sous l'équateur ou sous de plus petites latitudes une pendule qui aurait été réglée à Paris, elle devrait retarder : c'est un fait qui fut d'abord constaté par Richer en 1671, à Cayenne, et depuis par Bouguer et plusieurs autres (2).

76. La diminution de la pesanteur du pôle à l'équateur est occasionnée 1° par l'aplatissement de la terre, 2° par la force centrifuge. L'influence de l'aplatissement de la terre est évidente : car les corps qui sont à l'équateur sont plus éloignés du centre d'at-

(1) Ces nombres ont été obtenus à une époque où la réduction au vide s'effectuait en tenant compte seulement de la perte du poids de la lentille du pendule dans l'air; mais M. Bessel ayant constaté depuis, par des expériences précises, que cette correction était insuffisante, et qu'il fallait tenir compte de la force perdue par le pendule pour mettre l'air environnant en mouvement, il en résulte que ces nombres n'ont plus l'exactitude qu'on leur supposait avant l'importante découverte de M. Bessel : ils sont tous un peu trop petits; mais l'erreur n'affecte que les dernières décimales.

(2) Les longueurs des pendules simples qui battent la seconde à l'équateur, et dans un lieu dont la latitude est connue, sont liées à l'aplatissement de la terre par une relation qui permet de déterminer cette dernière quantité par les premières. Cette relation, découverte par M. de La Place, est la suivante :

$$A = 0{,}00865 - \frac{l - Q}{Q \sin^2 \lambda}.$$

A est l'aplatissement de la terre, Q la longuenr du pendule à l'équateur, l sa longueur à la latitude λ, et le nombre 0,00865 est les $\frac{5}{2}$ du quotient de la force centrifuge à l'équateur par la pesanteur. Cette formule suppose que la terre est un sphéroïde composé de couches homogènes dont les densités varient suivant une loi quelconque.

Les observations faites jusqu'ici ne donnent pas, comme nous l'avons déjà dit, des valeurs identiques de l'aplatissement de la terre; les nombres obtenus varient de $\frac{1}{300}$ à $\frac{1}{309}$.

traction du sphéroïde terrestre, et, par conséquent, sont moins attirés. Pour concevoir l'effet de la seconde cause il faut se souvenir que la terre tourne sur elle-même en vingt-quatre heures, et, par conséquent, que tous les points de sa surface décrivent dans le même temps des cercles dont le rayon va en décroissant de l'équateur aux pôles. Or, toutes les fois qu'un corps tourne, il tend à chaque instant, en vertu de son inertie, à s'échapper par la tangente à la courbe qu'il décrit, sur laquelle il ne peut se maintenir qu'au moyen d'une force dirigée vers le centre du cercle, qui fait alors équilibre à la force centrifuge (37).

Nous avons vu (38) que, dans le cercle, la force centrifuge est égale au carré de la vitesse divisé par le rayon; il en résulte que, pour chaque point de la terre, la force centrifuge est proportionnelle à la distance de ce point à l'axe de rotation.

En effet, la vitesse est proportionnelle aux circonférences décrites, puisqu'elles le sont dans le même temps. Donc, en prenant la durée de la rotation de la terre pour unité de temps, la vitesse en un point quelconque de sa surface est égale à $2\pi R$, R étant la distance du point à l'axe de rotation : par conséquent (38), la force centrifuge est égale à $\frac{4\pi^2 R^2}{R} = 4\pi^2 R$.

La force centrifuge va donc en augmentant du pôle, où elle est nulle, à l'équateur, où elle est à son maximum. Mais son influence sur la pesanteur diminue encore plus rapidement : car à l'équateur elle est opposée à la pesanteur et la diminue de toute son intensité; au lieu que partout ailleurs, la force centrifuge MF (*fig.* 34) étant toujours perpendiculaire à l'axe de rotation, une portion seulement de cette force diminue la pesanteur. En effet, on peut décomposer la force MF en deux autres MD et MC, l'une verticale, l'autre horizontale. La première seule diminuera la pesanteur; l'autre, agissant horizontalement, ne produira aucun effet.

77. A l'équateur, la force centrifuge est 1/289 de la pesanteur. Or, comme la force centrifuge croît proportionnellement au carré de la vitesse, si la terre tournait dix-sept fois plus vite, cette force, à l'équateur, serait $1/289 \times 17^2 = 1$, c'est-à-dire serait égale à la pesanteur. Alors à l'équateur les corps ne tomberaient pas à la surface de la terre.

Pour déterminer la valeur de la force centrifuge à l'équateur, il suffit de substituer dans l'équation $f = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$ (38) les nombres qui correspondent aux lettres

qu'elle renferme. On a $\pi = 3,14159$; $r = 6375000^m$; T se compose d'un jour moyen, ou 86400 secondes, plus 164 secondes dues au mouvement apparent du soleil projeté sur l'équateur : on a donc $T = 86564$ secondes, et l'on trouvera $f = 0^m,0339$. Ainsi, à l'équateur, la force centrifuge imprimerait à un corps, pendant une seconde, une vitesse de $0^m,0339$. Or, à l'équateur, la vitesse de la chute est, d'après l'observation, de $9^m,78$; et comme cette vitesse est la différence entre celle qui est due à la pesanteur et celle qui résulte de la force centrifuge, la vitesse réellement due à la pesanteur $= 9,78 + 0,0339 = 9,8139$, et le rapport de la force centrifuge à la pesanteur $= \frac{0,0339}{9,8139} = \frac{1}{289}$.

Appareils destinés à mesurer le poids des corps.

78. Les poids sont des forces que l'on peut estimer de deux manières différentes. Quand on les considère comme des forces motrices, on les compare à une force accélératrice que l'on prend pour unité, et qui est telle qu'elle imprimerait à l'unité de masse l'unité de vitesse dans l'unité de temps. Alors, en désignant par M la masse d'un corps, par g la gravité, l'expression du poids d'un corps est $M\,g$. On peut aussi estimer les poids en les comparant à celui d'un volume déterminé d'un certain corps. Les nombres que l'on obtient ainsi représentent les rapports des masses des corps à celle du corps dont le poids a été pris pour unité : car nous avons vu que les masses des corps sont proportionnelles à leurs poids (62).

79. Long-temps on s'est servi d'unités de poids entièrement arbitraires, et dont la grande variété présentait de graves inconvénients. Aujourd'hui l'unité de poids fixée par la loi, qu'on nomme *gramme,* est le poids, dans le vide, d'un centimètre cube d'eau distillée à la température de quatre degrés. On emploie aussi des unités plus petites sous les noms de *décigrammes, centigrammes, milligrammes,* contenant 1/10, 1/100, 1/1000 de gramme ; et des unités plus grandes, formées de 10, 100 et 1000 grammes, sous les noms de *décagrammes, hectogrammes* et *kilogrammes.*

80. Les appareils qui servent à mesurer les poids portent le nom de balances. Celles dont l'usage est le plus répandu, et qui, seules, sont susceptibles d'une grande précision, sont composées d'une barre métallique mobile autour d'un point central ; à ses deux extrémités sont suspendues deux coupes destinées à recevoir les corps dont la balance doit constater l'égalité de poids. Pour qu'un semblable appareil remplisse l'objet auquel il est destiné, il doit, dans sa construction, satisfaire à certaines conditions que nous allons faire connaître.

Pour que les poids égaux placés dans les coupes soient en équilibre lorsque le fléau est horizontal, il faut évidemment 1° que, sans les poids, la balance soit en équilibre dans cette position; 2° que cet équilibre soit stable; 3° que les points de suspension des coupes soient à égale distance du centre de rotation.

Pour que la balance soit en équilibre dans la position horizontale du fléau, il faut que, dans cette position, la verticale du centre de gravité passe par le point de suspension : car on peut remplacer la pesanteur de la balance par une force unique égale à son poids, et appliquée à son centre de gravité; or, comme on peut appliquer une force en un point quelconque de sa direction, si elle passe par un point fixe, la force sera détruite. Pour remplir la deuxième condition, il faut que le centre de gravité soit au dessous du point de suspension. En effet, représentons (*fig.* 35) par *AB* la ligne horizontale, qui, dans la position d'équilibre, passe par le point de rotation *O* et par les points de suspension des coupes, et soit *G* le centre de gravité placé au dessus du point de suspension; si l'on fait prendre au fléau la position *A′ B′*, le point *G* viendra en *G′* du côté du fléau qui s'est abaissé, et la force appliquée au centre de gravité entraînera le fléau du côté où il est incliné. Si le centre de gravité était au point de rotation même, il est évident que l'équilibre existerait dans toutes les positions possibles. Et enfin si le centre de gravité (*fig.* 36) est situé au dessous du point de suspension, en inclinant le fléau, le centre de gravité passe du côté qui s'est relevé, et par conséquent la balance est ramenée à sa position d'équilibre primitive.

Quant à la troisième condition, elle paraît facile à remplir; cependant elle présente dans la pratique de si grandes difficultés, qu'on ne doit jamais compter qu'elle soit exactement satisfaite, du moins lorsqu'il s'agit de faire des expériences précises. Mais on a imaginé un procédé très simple pour peser exactement un corps au moyen d'une balance dans la quelle les pointsde suspension des coupes seraient à d'inégales distances du point de rotation. Ce procédé, qui porte le nom de méthode de la double pesée, consiste à mettre dans un plateau le corps qu'on veut peser, à l'équilibrer avec du sable, et ensuite à remplacer le corps par des poids. Il est évident que le corps et les poids ayant fait successivement et dans les mêmes circonstances équilibre à la même quantité de sable, leurs masses sont parfaitement égales.

81. Outre les conditions dont nous venons de parler, et qui sont

indispensables pour qu'une balance puisse remplir son objet, il en est encore d'autres qui sont destinées à la rendre très sensible et à lui faire conserver cette sensibilité. Ces conditions sont 1° que le centre de gravité soit très rapproché du point de suspension ; 2° que les points de suspensions des coupes et le point de rotation soient disposés convenablement ; 3° l'inflexibilité du fléau sous la limite de charge de la balance ; 4° la dureté et le poli des couteaux de suspension ; 5° une grande longueur du fléau et de l'aiguille qui sert à indiquer sa position.

Pour concevoir l'influence de la première condition, il faut savoir que, lorsqu'un corps peut tourner autour d'un point fixe, l'effort de chaque force pour produire cet effet est représenté par le produit de l'intensité de la force multipliée par la longueur de la perpendiculaire abaissée du centre de rotation sur sa direction. Or, lorsque dans un des plateaux on met un corps plus pesant que dans l'autre, la différence des poids agit d'abord à l'extrémité du bras du levier *AO* (*fig.* 36), et la balance s'incline ; mais comme le point *A* se rapproche de la verticale du point de suspension à mesure que l'inclinaison devient plus grande, l'effet de cette force va en décroissant. Au contraire, le centre de gravité étant au dessous du point de suspension à mesure que le fléau s'incline, ce point s'écarte de la verticale du point de rotation du côté opposé, et par conséquent l'effet de la force qui y est appliquée croît avec l'inclinaison. Il y aura donc, si la différence des poids n'est pas très considérable, une position dans laquelle ces deux forces se feront équilibre, et, pour la même différence de poids, l'inclinaison du fléau dans cette position d'équilibre sera d'autant plus grande que la distance du centre de gravité au point de suspension sera plus petite.

La seconde condition est destinée à rendre la position du centre de gravité indépendante des poids dont on charge les plateaux, du moins en faisant abstraction de la flexion que peut éprouver le fléau, et de l'accroissement de frottement sur les coussinets. En effet, les poids des corps placés dans les plateaux pouvant être considérés comme appliqués au point de suspension de ces plateaux, si ces poids sont égaux et les trois points de suspension en ligne droite, la résultante de la partie commune des poids que supportent les couteaux extrêmes passera par le point de rotation, quelle que soit l'inclinaison de la balance, et elle y sera constamment détruite. Si cette condition n'était pas remplie, la sensibilité de la balance diminuerait ou augmenterait avec la charge, suivant que l'alignement des cou-

teaux extrêmes serait au dessous ou au dessus du centre de rotation. Supposons d'abord le premier cas (*fig.* 37); la résultante de la partie commune des poids qui chargent les points de suspension sera appliquée en un point situé au dessous du centre de rotation, et du même côté que le centre de gravité; alors, quand la balance s'inclinera, la force appliquée en ce point concourra avec celle appliquée au centre de gravité pour ramener la balance dans sa position d'équilibre; en outre, la distance du point de suspension qui s'abaissera à la verticale du centre de rotation décroîtra plus rapidement que quand les trois points de suspension sont en ligne droite, circonstances qui concourent évidemment à diminuer la sensibilité. Dans le cas où les points de suspension sont au dessus du centre de rotation (*fig.* 38), la résultante de la partie commune des poids que supportent les couteaux sera appliquée en un point situé au dessus du centre de rotation; et, quand le fléau s'inclinera, ce point passant du côté du fléau qui s'abaisse, la force qui s'y trouve appliquée tendra à augmenter l'inclinaison; l'effet sera le même que si le centre de gravité du fléau se rapprochait du centre de rotation: ainsi cette circonstance favorise la sensibilité. Mais si la charge était très grande ou que les points de suspension fussent tres élevés au dessus du centre de rotation, il est évident que la balance pourrait devenir folle. En outre, dans cette disposition, la distance du couteau qui s'abaisse à la verticale du centre de rotation augmente jusqu'à une certaine limite, et diminue ensuite; ce qui tend encore à augmenter la sensibilité. Il est important de remarquer que cette dernière circonstance ne peut pas rendre la balance folle tant que la résultante totale de la charge commune des couteaux et du poids du fléau est appliquée en un point situé au-dessous du centre de rotation: car les deux forces qui se contrebalancent sont 1° cette dernière résultante, 2° la différence des charges des couteaux appliquée à l'un d'eux. Or pour que ces deux forces puissent se faire équilibre sous une certaine inclinaison, il suffit que la première croisse plus rapidement que la seconde: et c'est ce qui existe, comme on peut le reconnaître sur la figure 39. Lorsque le fléau s'incline, l'accroissement de longueur du bras de levier à l'extrémité duquel est appliquée la différence des poids varie comme le sinus de l'angle de $90° - a$, et le bras de levier de la force appliquée au centre de gravité varie comme le sinus de l'inclinaison; mais les sinus varient moins rapidement que les angles, et d'autant moins qu'ils sont plus grands, et l'inclinaison est toujours plus pe-

plus petite que $90° - a$. On voit, d'après ce qui précède, qu'il serait utile de placer les deux axes de suspension des coupes un peu au dessus du centre de rotation : la balance serait toujours plus sensible que si les trois axes de suspension étaient en ligne droite, et l'accroissement de sensibilité qui en résulterait pour les grandes charges compenserait, en partie du moins, la diminution résultant d'un plus grand frottement ; on pourrait même placer les trois points de suspension de manière que la balance devînt folle à la limite de charge de la balance. Dans ce cas, en désignant par K le poids du fléau et des coupes, par P la limite de charge, par h la distance du centre de gravité du fléau à l'axe de rotation, et par h' la hauteur des points de suspension au dessus du centre de rotation, on devrait évidemment avoir la relation $2 P h' = K h$.

On peut vérifier tout ce que nous venons de dire, au moyen de l'appareil (*fig.* 40), dans lequel on peut faire varier la position du centre de gravité par deux écrous M et M', et la hauteur des points de suspension par les vis P et Q, qui portent les pointes sur lesquelles reposent les godets qui suspendent les coupes.

Quant aux autres conditions de sensibilité, leur influence est si évidente, que nous nous abstiendrons de les examiner en détail.

82. Nous donnerons la description de la balance de Fortin et de celle de M. Berzélius, qui sont généralement employées dans les recherches relatives à la physique et à la chimie.

La figure 41 représente la balance de Fortin. Le fléau AB, parfaitement symétrique, est suspendu par un couteau d'acier trempé, sur un plan horizontal mn de même substance ; les couteaux A et B supportent les crochets des coupes ; une aiguille ab, fixée à angle droit sur le fléau, indique, sur une portion de cercle divisée CD, la position du fléau. Deux fourchettes M et M', qui peuvent se mouvoir verticalement au moyen de la manivelle N, sont destinées à ramener le fléau à sa position horizontale, à éviter de trop grandes oscillations, et enfin à le soulever lorsqu'on ne fait point usage de l'appareil, pour que le tranchant du couteau ne se fatigue pas. Des niveaux à bulle d'air servent à rendre le plan mn parfaitement horizontal. Tout l'appareil est renfermé dans une cage de verre, afin d'éviter les mouvements que produirait l'agitation de l'air ; et, dans l'intérieur de la cage, on place des substances propres à dessécher l'air qui y est enfermé, afin d'éviter l'oxydation des couteaux et des coussinets d'acier, qui, devant être toujours très polis, ne peuvent être couverts de vernis. Ces balances sont d'une si grande précision,

que, chargées d'un kilogramme, elles trébuchent à un milligramme.

Dans la balance de Fortin, comme dans toutes les autres balances de précision, il est très important que les couteaux de suspension des coupes soient toujours en contact aux mêmes points avec les crochets de suspension des coupes, car autrement il y a toujours une petite variation dans les longueurs des bras de levier. Pour qu'il en soit ainsi, il faut avoir soin de charger toujours les coupes au centre.

La balance de M. Berzélius est disposée d'une manière différente. Ce célèbre chimiste a eu pour objet d'éviter les longueurs de la double pesée : pour cela le fléau (*fig.* 42) est terminé par deux plaques d'acier *abc a'b'c'*, dont les parties inférieures sont percées d'un orifice destiné à recevoir les crochets de suspension des plateaux ; chaque plaque est garnie d'une vis qui pénètre dans un écrou creusé dans le fléau, et à l'aide de laquelle on peut faire varier la distance du point de suspension au centre de rotation, ce qui permet de rendre les deux bras de levier parfaitement égaux. On reconnaît que cette condition est remplie lorsque, la balance étant en équilibre sans charge, l'équilibre subsiste encore lorsqu'on met dans les plateaux des poids égaux. Il y a dans cette balance, comme dans celle de Fortin, une pièce destinée à ramener le fléau dans la position horizontale, et à le tenir soulevé quand on ne fait pas usage de la balance. Elle est également renfermée dans une cage de verre. Dans les balances de Berzélius, construites en Suède, l'égalité des deux bras de levier s'obtient par un très petit mouvement de l'équipage qui porte le couteau central ; les couteaux extrêmes sont immobiles et supportent des plaques d'agathes, auxquelles sont attachés les cordons des coupes ; et deux fourchettes qui embrassent des tiges horizontales fixées aux plaques d'agathe leur donnent toujours la même position quand elles sont soulevées par les couteaux. Cette dernière disposition fait disparaître les causes d'erreurs qui résultent dans les autres balances de la variation des points de contact des couteaux avec les crochets de suspension.

83. Les balances que nous venons de décrire sont seules susceptibles d'une grande précision, et par conséquent les seules qui puissent être employées dans les recherches de physique et de chimie. Mais dans le commerce, où une précision extrême n'est point nécessaire, on emploie un grand nombre de dispositions différentes qui ont pour objet ou de rendre l'appareil moins cher, ou plus facilement transportable, ou d'accélérer les pesées.

On se sert souvent de ressorts d'acier de différentes formes, qui fléchissent par la pesanteur du corps dont on veut mesurer le poids. Un index fixé à l'extrémité libre du ressort parcourt une échelle rectiligne ou circulaire, graduée par des expériences faites sur des poids échantillonnés.

On emploie souvent aussi des balances désignées sous le nom de romaines (*fig.* 43), au moyen desquelles on pèse avec un seul poids dont on fait varier la distance au centre de suspension. Les romaines sont souvent à équilibre instable : alors on reconnaît l'équilibre par l'égalité des pressions opposées que l'aiguille exerce sur les deux doigts placés de chaque côté de la chappe qui supporte la romaine ; mais il est toujours beaucoup plus avantageux de rendre la romaine oscillante. Dans ce dernier cas, ces appareils peuvent être susceptibles d'une assez grande précision.

Dans les filatures on se sert pour peser les écheveaux de coton de balances qui indiquent les poids par l'inclinaison de l'aiguille (*fig.* 44). L'aiguille parcourt un cadran, dont la division s'effectue avec une très grande facilité, car il est facile de reconnaître que les poids sont proportionnels aux tangentes des inclinaisons.

En effet, désignons par P le poids du corps placé dans le plateau Q, par M le poids du fléau, par L la longueur du levier ab, par l la distance du centre de gravité au point de rotation, et par φ l'inclinaison de l'aiguille quand la coupe renferme le poids P; il est facile de voir que les forces P et M agissent à des distances de la verticale du point de suspension égales à $L \cos \varphi$ et $l \sin \varphi$, par conséquent, à l'instant de l'équilibre on aura $PL \cos \varphi = Ml \sin \varphi$; d'où $P = Ml \tang \varphi$.

On emploie aussi quelquefois des balances à deux coupes, qui sont placées au dessus du fléau ; alors les tiges de suspension des coupes se prolongent au dessous des couteaux de suspension, et sont terminées par des poids qui maintiennent ces tiges verticales, pourvu que les poids placés dans les plateaux ne dépassent pas une certaine limite. On produit le même effet en liant les extrémités de ces tiges par une tringle mobile autour de son milieu. Ces balances ne sont susceptibles d'aucune précision : il y a trop d'inertie ou trop de frottement.

Enfin, pour peser les gros fardeaux, tels que les voitures, on emploie deux systèmes différents de leviers que nous décrirons rapidement. Les ponts à bascules sont formés (*fig.* 45) d'un tablier MN qui porte par quatre pieds s'appuyant aux points a', b', c', d' de quatre leviers ao, bo, co et do, de même longueur, mobiles autour des points a, b, c, d, et qui s'appuient aux points o, o d'un levier BA,

mobile autour du point A; le point B est attaché par une tige verticale à l'extrémité C du levier DC, mobile autour du point O', et qui porte à l'extrémité D une coupe de balance. Il est facile de reconnaître que si les distances aa', bb', cc', dd', sont égales entre elles, et à une fraction m d'un des leviers qui viennent s'appuyer au point o, un poids P, placé sur le tablier MN, en un point quelconque, produira en o,o une pression $m P_1$; qu'en désignant par m' le rapport des distances OA et BA, la pression au point B sera $mm'P$; et qu'en désignant par m'' le rapport des longueurs $o'C$ et $o'D$, et par P' le poids placé dans la coupe qui fait équilibre au poids P, on a $P' = mm'm''P$.

La balance de Quintenz (*fig.* 46), qui est généralement employée dans le commerce, se compose d'un tablier AB sur lequel on place le corps que l'on veut peser. Son extrémité B s'appuie en un point C d'un levier ED, mobile autour du point D, et son extrémité A est attachée au point G d'un levier IF, mobile autour du point H, dont l'extrémité F supporte le point E, et l'extrémité I une coupe. Il est d'abord facile de reconnaître que, si on a la proportion $HF : HG :: ED : CD$, l'équilibre subsistera, quelle que soit la position du corps P sur le tablier ; que, dans les oscillations du plateau, il restera constamment horizontal; et qu'alors, en désignant par P' le poids placé dans la coupe qui fait équilibre au poids P placé sur le tablier, on a la proportion $P : P' :: HG : HI$.

En effet, désignons par P le poids du corps M placé sur le tablier AB, par m et n les distances de son centre de gravité aux points A et B. La charge au point C sera $P\frac{n}{m+n}$; aux points E et F elle sera $P\frac{m}{m+n}\times\frac{CD}{ED}$; et aux points A et G elle sera $P\frac{n}{m+n}$; ainsi en désignant par P' le poids placé dans la coupe qui établit l'équilibre, on aura :

$$P'\times IH = HG\times P\frac{n}{m+n} + HF.P\frac{m}{m+n}\times\frac{CD}{ED} = P\,\frac{1}{m+n}\left(HGn + HFm\frac{CD}{ED}\right)$$

si on pose $HG = HF\times\frac{CD}{FD}$, ou $HG :: HF : CD : ED$, il vient $P'\times IH = P\times HG$. Cette équation étant indépendante de m et de n subsistera, quelle que soit la position du corps M sur le tablier.

84. C'est ici l'occasion de parler d'un instrument fort ingénieux imaginé par M. Lenormand, qui fera mieux concevoir encore que ce que nous avons dit jusqu'ici le rôle que joue la position du centre de gravité dans l'équilibre des corps pesants. Cet instrument est destiné à la mesure du temps : il consiste (*fig.* 47) en une aiguille AB, dont le centre porte un tourillon perpendiculaire à la direction

de l'aiguille, mobile dans une cavité circulaire pratiquée au centre d'un cadran; l'extrémité B porte une boîte circulaire dans laquelle on fait mouvoir uniformément un petit poids, à l'aide d'un mouvement de montre. Lorsque le poids mobile se trouve en m, le centre de gravité se trouve en g, et l'aiguille est horizontale; quand le poids est en m', le centre de gravité est en g', et par conséquent l'aiguille prend la direction verticale $A'B'$; quand le poids est en m'', le centre de gravité étant g'', l'aiguille prend nécessairement la direction $A''B''$. On peut facilement reconnaître que, le point mobile se mouvant uniformément, l'aiguille tournera uniformément sur son tourillon, et pourra servir à indiquer les heures tracées sur un cadran. Cet appareil, comme instrument destiné à mesurer le temps, ne vaut rien, parce qu'il n'est pas susceptible d'une précision suffisante; mais il est remarquable par le principe de son mouvement.

85-86. *Influence de l'air sur la détermination des poids des corps.* Nous avons dit qu'un corps perdait dans l'air une partie de son poids égale à celui d'un égal volume d'air; or, comme le poids d'un même volume d'air change avec la température, la hauteur du baromètre et la quantité d'humidité qui se trouve dans l'air, il s'en suit que le poids d'un corps dans l'air varie avec toutes ces circonstances, et d'autant plus que le corps a un plus grand volume relativement à son poids. Ainsi, deux corps ayant des volumes différents, qui seraient en équilibre dans les plateaux d'une balance à une certaine température, n'auraient pas le même poids à une autre température. Par exemple, si un litre d'eau était équilibré par une masse de cuivre à la température de 0°, et si la température devenait de 20°, l'accroissement du poids de l'eau serait de 100 milligrammes, et celle du cuivre seulement de 14, et par conséquent la balance trébucherait du côté de l'eau. Ces variations sont assez petites pour être négligées dans toutes les transactions commerciales; elles sont aussi toujours négligeables dans les expériences de précision quand les poids sont très petits; mais il y a des circonstances où il faut déterminer exactement les poids tels qu'ils seraient dans le vide. Nous nous occuperons de cette question après avoir étudié les lois de la dilatation des gaz.

§ III. *Attraction moléculaire.*

87. Lorsque les corps sont placés à une très petite distance, ils

s'attirent souvent avec une énergie capable de vaincre non seulement leur propre pesanteur, mais encore des forces considérables. Cette attraction ne se manifeste presque qu'au contact, et paraît n'exister qu'entre les molécules : c'est pourquoi elle a été désignée sous le nom d'attraction moléculaire, pour la distinguer de la gravitation et de la pesanteur, qui agissent sur les masses et à toutes les distances. C'est cette attraction qui produit l'adhérence des corps qu'on applique les uns contre les autres. Elle concourt avec la force répulsive de la chaleur à produire les différents états des corps. C'est elle qui produit les phénomènes capillaires. Et enfin, si, comme cela est très probable, elle n'est pas la seule cause des phénomènes chimiques, si c'est l'électricité qui détermine les combinaisons, c'est l'attraction qui maintient réunis les atomes de nature différentes après la neutralisation des électricités. On ne connaît point les lois auxquelles l'attraction moléculaire est soumise; on sait seulement que cette force ne se manifeste qu'autant que les molécules sont à de très petites distances, et qu'alors son intensité dépend de la nature des molécules, et qu'elle augmente avec une grande rapidité à mesure que la distance diminue.

On peut mettre en évidence l'attraction de molécules de même nature par les expériences suivantes : si on prend deux balles de plomb, et qu'après avoir enlevé de chacune d'elles un segment avec un instrument tranchant, on les réunisse par les faces planes que l'on a produites, en les faisant glisser de manière à chasser l'air qui pourrait être interposé, les deux balles exigent une force de plusieurs kilogrammes pour être séparées. Deux cylindres d'acier de trois centimètres de diamètre, terminés par des faces planes réunies de la même manière après avoir été recouvertes de cire fondue, peuvent soutenir jusqu'à 200 kilogrammes avant d'être séparées. Dans la première expérience, une partie de l'effort nécessaire provient de la pression de l'air ; mais, comme cette pression n'est que de un kilogramme par chaque centimètre carré de contact, elle n'est qu'une fraction de la résistance totale à la séparation. Dans la seconde, la résistance à la séparation provient aussi en partie de la résistance de l'air, et de la tenacité de la cire ; mais ces deux forces sont beaucoup plus petites que la résistance totale, et, dans les deux cas, cette résistance provient principalement de l'attraction moléculaire. Nous ajouterons un fait constaté par M. Clément, et qui met encore bien en évidence la force dont il s'agit : des glaces polies appliquées les unes contre les autres contractent avec le

temps une adhérence telle qu'il est impossible de les séparer.

On peut rendre compte de l'attraction moléculaire en admettant que l'expression analytique de l'attraction des molécules des corps est composée de deux termes : l'un, en raison directe des masses et en raison inverse du carré de la distance, aurait une valeur finie à toutes les distances possibles ; l'autre, qui dépendrait de la nature des molécules, aurait, à de très petites distances, une très grande valeur, mais, décroissant avec une très grande rapidité, deviendrait sensiblement nulle à toute distance appréciable pour nos organes. La première partie de cette attraction produirait la gravitation et la pesanteur, et la seconde donnerait naissance à l'attraction moléculaire.

88. On peut expliquer l'origine de cette seconde partie de l'attraction générale des molécules des corps en admettant que tous les points matériels dont sont formées les molécules jouissent de la propriété de s'attirer en raison directe de leur masse et en raison inverse du carré de la distance, et que les molécules des corps ne sont point sphériques. Dans cette supposition, l'attraction moléculaire serait le résultat de l'influence des formes et des dimensions des molécules. Nous admettrons provisoirement cette hypothèse, parce qu'elle est simple, et qu'elle satisfait à tous les phénomènes. Mais, pour qu'on en prenne une idée bien exacte, il est nécessaire d'entrer dans quelques développements.

Nous avons vu que tous les corps célestes jouissent de la propriété de s'attirer, et que cette attraction, combinée avec une impulsion initiale, fait persister le système du monde dans l'ordre établi ; nous avons reconnu ensuite qu'à la surface de la terre les corps s'attirent, et que c'est l'attraction du sphéroïde terrestre qui produit la pesanteur. Toutes ces attractious, déduites rigoureusement des faits observés, conduisent nécessairement à reconnaître que les molécules des corps s'attirent, et que l'attraction des masses n'est que la résultante des attractions partielles des molécules qui les composent.

L'attraction des molécules qui se manifeste à la distance immense qui sépare les corps célestes, et à des distances beaucoup plus petites pour produire la pesanteur et les attractions que Cavendish a reconnu exister entre les corps à la surface de la terre, doit également se manifester à toutes les distances possibles, quelque petites qu'elles soient. Mais les molécules des corps n'étant jamais sphériques, la loi de leur attraction doit éprouver de grandes anomalies

lorsque ces molécules sont à des distances très petites par rapport à leurs dimensions. En effet, lorsque les corps sont sphériques et composés de molécules qui s'attirent en raison inverse du carré de la distance, ces corps s'attirent suivant la même loi et comme si leur masse était réunie à leur centre. Mais, si ces corps n'ont point une forme sphérique, leur attraction est composée de deux parties : l'une suit la raison inverse du carré de la distance, et l'autre, qui résulte du défaut de sphéricité, décroît suivant des puissances plus considérables de la distance. Cette deuxième partie, décroissant beaucoup plus rapidement que la première, est très petite lorsque les corps sont à de très grandes distances, et ne peut alors occasionner dans leurs mouvements relatifs que des anomalies insensibles; mais, à mesure que ces corps se rapprochent, elle augmente plus rapidement que la première, et acquiert une influence toujours croissante. Ainsi, par exemple, lorsque deux corps d'une forme quelconque sont placés à une certaine distance, en admettant que la partie de leur attraction due à leur figure décroisse comme le cube de la distance, si l'on rend cette distance dix fois plus grande, la partie de leur attraction qui dépend de leur figure diminuera dix fois plus que l'autre; de même elle augmenterait dix fois plus si l'on rendait la distance des corps dix fois plus petite. Telle est la nature de l'attraction réciproque de la terre et de la lune: l'aplatissement de la terre fait naître dans leurs mouvements des perturbations qui deviendraient bien plus influentes si ces corps étaient plus rapprochés, et qui s'évanouiraient si ces corps étaient beaucoup plus éloignés. Ainsi, lorsque les corps ont une forme quelconque à une grande distance, il s'attirent comme s'ils étaient sphériques; mais, à des distances très petites par rapport à leurs dimensions, leur forme fait naître une nouvelle force qui s'ajoute à la première, et qui augmente avec une rapidité prodigieuse à mesure que la distance diminue. Mais ce n'est point encore en cela seul que consiste l'influence de la forme des corps: lorsqu'ils sont sphériques, ils s'attirent également dans toutes les directions, et il n'en est plus ainsi lorsqu'ils n'ont point cette forme régulière; ils s'attirent alors inégalement par leurs différentes faces, et en général davantage par celles qui sont plus voisines de leur centre de gravité. C'est en partie par cette raison que la pesanteur est plus grande au pôle qu'à l'équateur.

Tout ce que nous venons de dire des masses est à la fois le résultat du calcul et de l'observation, et paraît immédiatement ap-

plicable aux molécules : car les molécules, quoique invisibles pour nous, n'en ont pas moins des dimensions finies, et, puisqu'elles s'attirent, on peut admettre que les points matériels qui les composent jouissent de la même propriété. Alors leur attraction sera la résultante des actions partielles des points matériels qui les composent. Cette attraction sera en raison inverse du carré de la distance toutes les fois qu'elles seront très éloignées les unes des autres : or, cette circonstance existe pour toutes les molécules qui appartiennent à des corps différents, quelle que soit d'ailleurs la distance qui sépare ces corps, pourvu qu'ils ne soient pas en contact; car les molécules sont si petites, que toute distance appréciable pour nous est en quelque sorte infinie relativement à leurs dimensions; par conséquent, l'influence de leur figure ne pourra se développer qu'à des distances insensibles pour nos organes.

Mais, pour que l'influence de la figure des molécules puisse rendre compte de l'énergie des forces qui se développent dans les corps à une très petite distance, il faut admettre que la densité des molécules est incomparablement plus grande que celle du corps qu'elles forment par leur réunion, et, par conséquent, que la distance des molécules est beaucoup plus grande que leur diamètre. Plusieurs physiciens ont regardé ces nouvelles suppositions comme n'étant point en opposition avec les faits observés, et comme étant au contraire très conformes à cette propriété générale des fluides impondérables de traverser avec facilité la plupart des corps.

Ainsi, en résumant ce qui précède, il paraît probable que c'est l'attraction des points matériels dont les molécules sont formées qui constitue leur attraction; que c'est l'influence des dimensions, des formes et de la nature des molécules, qui, à de petites distances, donne naissance à l'attraction moléculaire; et, enfin, que c'est l'attraction des molécules, dégagée de l'influence de leur nature et de leur figure, qui produit la pesanteur et la gravitation.

§ IV. *Force répulsive de la chaleur.*

89. Lorsqu'un corps s'échauffe, il se dilate dans tous les sens; et, lorsqu'il se refroidit, il se contracte. De ce fait, constaté par une infinité d'expériences, il résulte que, dans les corps, les molécules ne se touchent jamais; et puisque c'est en accumulant la chaleur dans les corps qu'on éloigne les molécules, et que c'est en enlevant de la chaleur qu'on les rapproche, il faut nécessairement

admettre que la chaleur, quelle que soit sa nature, agit comme une force répulsive.

Dans tous les phénomènes, la chaleur agit toujours comme un fluide dont les molécules, d'une ténuité extrême, se repousseraient mutuellement, et seraient attirées par les molécules des corps pondérables. Cette hypothèse représentant parfaitement bien tous les phénomènes, nous l'adopterons.

Nous admettrons donc que les corps sont composés de molécules semblables, égales, et éloignées les unes des antres, et que chacune de ces molécules est environnée d'une atmosphère de calorique. Nous aurons donc à considérer dans les corps : 1° l'attraction des molécules pondérables entre elles; 2° la force répulsive des atmosphères de chaleur; 3° l'attraction des molécules pondérables sur la chaleur. C'est l'existence simultanée de ces trois forces qui produit les différents états que les corps peuvent affecter.

90. *Constitution des corps solides.* Dans les corps solides, les molécules sont à distance; nous l'avons démontré. Elles sont en équilibre : car les molécules restent immobiles quand aucune force étrangère n'agit sur elles. Et cet équilibre est stable non seulement relativement à la distance de leurs centres de gravité, mais par rapport à leurs positions relatives : car, si on déforme le corps de manière à faire varier très peu la distance des molécules ou leurs positions relatives, le corps reprend sa forme primitive, et, par conséquent, les molécules leurs positions initiales. Pour rendre compte de la stabilité d'équilibre relative à la distance des centres de gravité, il suffit d'admettre que la force répulsive de la chaleur éprouve par les variations de distance des variations d'intensité plus grandes que l'attraction : car, si on rapproche les molécules, la force répulsive, croissant plus rapidement que l'attraction, la première deviendra dominante, et les molécules seront ramenées à leur distance primitive; et si, au contraire, on augmente leur distance, la force répulsive diminuant plus que l'attraction, cette dernière deviendra plus grande que la première, et les molécules reviendront encore à leur position d'équilibre. Quant à la stabilité relative aux positions des molécules, en admettant que les molécules sont assez rapprochées pour que leur attraction soit modifiée par leur forme, il est facile de voir que l'équilibre dépendra non seulement des distances des molécules, mais de leurs positions relatives.

Pour séparer les molécules d'un corps solide les unes des autres, il faut employer une force capable de vaincre celle qui se développe

à mesure qu'on les éloigne, force qui provient de la différence de la variation de l'attraction des molécules et de la répulsion du calorique. C'est cette force qu'on appelle cohésion. On la regarde ordinairement comme la force qui retient les molécules et qui est toute développée dans les corps; mais il n'en est pas ainsi, puisque les molécules sont à distance et en équilibre. La cohésion est une force qui ne se manifeste que quand on a commencé à écarter les molécules.

91. *Constitution des liquides.* Le caractère des liquides est une mobilité parfaite des molécules, sans que leur distance soit changée, car une même masse liquide, sous toutes les formes, présente toujours le même volume. Ainsi, dans les corps liquides, les molécules sont en équilibre à distance, et cet équilibre est stable seulement par rapport à la distance des centres des molécules, mais non relativement aux positions. Pour expliquer cet effet, il suffit d'admettre que, dans les corps liquides, les molécules sont assez éloignées les unes des autres pour que leur forme n'ait plus aucune influence sensible sur leur attraction. Elles s'attirent alors comme si elles étaient sphériques, et, par conséquent, elles peuvent tourner les unes autour des autres, prendre toutes les positions relatives possibles, sans que l'équilibre soit rompu, pourvu que la distance des centres de gravité reste constante. Nous verrons cependant, par la suite, que, dans la plupart des liquides, l'influence de la figure n'est pas complétement anéantie, et que c'est à cette influence qu'est due la viscosité de plusieurs d'entre eux.

Dans les corps liquides comme dans les corps solides, il y a encore une cohésion qui se développe lorsqu'on sépare les molécules. On a souvent confondu la cohésion des liquides avec leur viscosité; on conçoit cependant, d'après ce qui précède, qu'un liquide qui serait parfait, dans le sens que l'influence de la figure des molécules serait nulle, et qui serait, par conséquent, d'une mobilité complète et entièrement dépourvu de viscosité, pourrait encore avoir une très grande cohésion.

92. *Constitution des corps gazeux.* Enfin, dans les corps gazeux, la force élastique de la chaleur l'emporte sur l'attraction moléculaire : car ces corps tendent continuellement à augmenter de volume, et ils ne peuvent rester en repos qu'autant que cette force élastique est détruite par la résistance des vases qui les renferment, ou par des forces étrangères.

93. L'évanouissement partiel ou total de l'influence de la figure

des molécules dans leur attraction et la prépondérance de la force répulsive dépendant uniquement de leur distance, il est évident que, par la chaleur, on pourra faire passer un corps de l'état solide à l'état liquide, et de l'état liquide à l'état de gaz (c'est ce qui existe en effet pour la plupart des corps connus, comme nous le verrons plus tard); et que, les corps agissant d'une manière très inégale sur la chaleur, dans les mêmes circonstances, ces corps peuvent se présenter dans des états différents.

94. J'ajouterai que les attractions et les répulsions qui produisent les différents états des corps pourraient se manifester, non pas de molécules à molécules, mais entre des groupes égaux de molécules, qui pourraient ne pas être composés d'un même nombre de molécules lorsque le même corps est liquide, solide ou gazeux. Nous verrons, en effet, que plusieurs phénomènes ne peuvent être expliqués qu'en admettant cette hypothèse.

95. M. Ampère, dans un grand travail, qui malheureusement a été perdu, mais dont il se trouve un extrait dans les *Annales de Chimie*, tom. 90, pag. 43, considère les particules des corps simples comme formées d'un certain nombre d'atômes disposés dans des plans différents de manière à former les sommets d'un polyèdre, et les particules des corps composés comme formées d'un certain nombre de particules des éléments, ayant leurs centres de gravité placés en un même point. C'est cette pénétration des particules élémentaires et la coïncidence de leurs centres de gravité qui constitue la différence entre les combinaisons des particules, et les réunions dues à la simple cohésion où les particules sont seulement placées à côté les unes des autres. Les combinaisons ne sont alors possibles que dans des proportions telles que les polyèdres résultant présentent une certaine symétrie. En faisant différentes hypothèses sur la forme des particules de certains corps simples, M. Ampère a parfaitement rendu compte des proportions dans lesquelles s'effectuent leurs différentes combinaisons.

CHAPITRE III.

CORPS SOLIDES.

96. Le caractère des corps solides est d'avoir une forme déterminée, qu'ils ne peuvent abandonner qu'en cédant à l'action de certaines forces étrangères. Les corps solides sont formés, comme nous l'avons vu, par la réunion d'un nombre plus ou moins considérable de molécules semblables, égales, maintenues en équilibre stable à distance, sous l'influence de leur attraction et de la force répulsive de la chaleur; mais la distance des molécules est assez petite pour que leur attraction soit modifiée par leur forme et leur nature, et alors l'équilibre dépend non seulement de leurs distances, mais encore de leurs positions relatives.

§ I. *Porosité des corps solides.*

97. *Deux espèces de porosité.* Puisque les molécules des corps solides sont séparées les unes des autres, il en résulte que les corps solides sont poreux. Mais, indépendamment de cette porosité moléculaire, dans un grand nombre d'entre eux les groupes de molécules sont séparés par des intervalles qui sont quelquefois très considérables. La première espèce de porosité est une propriété générale des corps; la seconde n'est qu'une propriété accidentelle et particulière à certains corps solides. Les pores moléculaires ne sont perméables, du moins dans les corps solides et liquides, qu'aux fluides impondérables; les autres sont accessibles aux corps gazeux, aux corps liquides, et même quelquefois aux corps solides.

98. Presque toutes les substances végétales et animales, et un grand nombre de substances minérales, présentent des pores qui peuvent être pénétrés par les corps liquides et les corps gazeux. Ainsi les bois, les charbons, les peaux, la plupart des pierres, sont facilement pénétrés par l'eau et l'air. Les métaux sont également poreux; mais ils ne peuvent être pénétrés par les gaz et les liquides qu'à l'aide d'une grande pression. En 1661, les académiciens de Florence remplirent d'eau une sphère d'or hermétiquement fer-

mée, qui fut soumise ensuite à une grande pression pour en diminuer la capacité ; l'eau suinta bientôt à la surface.

§ II. *Densité.*

99. Les molécules de nature différente ayant très probablement des poids inégaux, et leurs distances étant variables dans les différents corps, il en résulte que, dans les mêmes circonstances, les corps solides, sous le même volume, ne renferment pas le même poids.

100. On dit qu'un corps est plus dense qu'un autre lorsque, sous le même volume, il a un plus grand poids; et on désigne sous le nom de *densité* d'un corps, son poids sous l'unité de volume, ou le rapport du poids au volume. La densité ainsi définie est pour chaque corps un nombre qui dépend des unités de poids et de volume, mais le rapport des densités des corps est évidemment indépendant de ces unités, pourvu qu'elles ne changent pas d'un corps à l'autre. On a désigné sous le nom de *poids spécifique* la densité, en prenant celle de l'eau pour unité : le poids spécifique est alors un nombre constant pour le même corps. La densité de l'eau étant prise pour unité, il faut que l'unité de poids soit égale au poids de l'eau renfermée dans l'unité de volume. Il résulte aussi de là que le poids spécifique d'un corps est égal au rapport du poids du corps à celui d'un égal volume d'eau, puisque, l'unité de poids étant le poids de l'eau renfermée dans l'unité de volume, le volume du corps renferme autant de fois l'unité de volume que le poids d'un égal volume d'eau renferme de fois l'unité de poids. Ainsi la densité, par rapport à l'eau ou le poids spécifique, est égale au rapport du poids du corps à celui d'un égal volume d'eau. Quoique le mot *densité* représente le rapport du poids au volume, les unités de poids et de volume étant quelconques, on l'emploie presque toujours comme synonyme de poids spécifique.

101. En désignant par D la densité d'un corps, par P son poids et par V son volume, on a

$$D=\frac{P}{V}, \ (a); \text{ d'où } P=VD \text{ et } V=\frac{P}{D}.$$

Ainsi le poids d'un corps est égal à son volume multiplié par sa densité, et son volume est égal à son poids divisé par sa densité ; mais il faut bien se souvenir que l'unité de poids est alors égale au poids de l'eau renfermé dans l'unité de volume. On déduirait facile-

ment de l'équation (a) qu'à volumes égaux, les densités de deux corps sont proportionnelles à leurs poids, et qu'à poids égaux les densités sont inversement proportionnelles aux volumes.

Nous avons dit que la densité de l'eau avait été prise pour unité; mais comme la densité des corps varie avec la température, et celle de l'eau, en outre, avec la nature et la quantité des substances qu'elle tient en dissolution, on est convenu de prendre l'eau distillée à 4°, qui correspondent à son maximum de densité, et les corps à 0°.

102. *Détermination de la densité des corps solides.* Pour obtenir la densité des corps solides il faut donc connaître le poids du corps et celui d'un égal volume d'eau, ou le poids du corps et son volume, l'unité de poids étant le poids de l'eau sous l'unité de volume; le quotient du premier nombre par le second sera la densité cherchée. Pour déterminer ces nombres on peut employer différentes méthodes que nous décrirons successivement, après avoir démontré un principe sur lequel reposent plusieurs d'entre elles.

103. Ce principe, découvert par Archimède, consiste en ce que *un corps plongé dans un fluide quelconque perd une partie de son poids égale au poids du fluide déplacé.* Nous le démontrerons d'abord directement, puis nous en donnerons une vérification expérimentale.

Soit $MNPQ$ (*fig.* 48) une masse fluide quelconque dont les molécules pesantes et parfaitement libres sont maintenues en équilibre, ou par la résistance des parois du vase qui la renferme, ou de tout autre manière. Considérons une portion quelconque AB de cette masse : il est évident que, cette portion étant pesante, il faut pour qu'elle soit suspendue que le fluide environnant exerce sur elle une pression dirigée de bas en haut, égale à son poids. Or, si à cette portion de fluide on substitue un autre corps occupant le même espace, le fluide environnant ne cessera pas d'agir de la même manière; il le soutiendra comme il soutenait le fluide dont il tient la place, et par conséquent ce corps perdra une partie de son poids égale à celui du fluide déplacé.

La vérification expérimentale du principe dont il est question se fait au moyen de l'appareil (*fig.* 49). A et B sont deux cylindres suspendus l'un au dessous de l'autre à une coupe de balance. Le cylindre B est fermé de toute part, le cylindre A à sa partie inférieure seulement, et sa capacité intérieure est égale au volume extérieur du premier. Les deux cylindres sont d'abord équilibrés par des poids placés dans la coupe F; ensuite on fait plonger le cylin-

dre inférieur dans un vase plein d'eau : l'équilibre cesse alors d'exister, et se trouve rétabli lorsqu'on a rempli d'eau le cylindre *A*. Le cylindre *B* a donc perdu par son immersion le poids du liquide qu'on a mis dans le cylindre *A*, c'est-à-dire celui d'un égal volume d'eau.

Revenons maintenant aux différentes méthodes qu'on peut employer pour déterminer la densité des corps.

104. On peut se servir d'une balance ordinaire. On pèse d'abord le corps dans l'air, et ensuite dans l'eau, en le suspendant à la balance au moyen d'un fil très fin (*fig.* 50). Le poids du corps dans l'air, divisé par la différence de son poids dans l'air et dans l'eau, est évidemment la densité cherchée. Pour employer la méthode de la double pesée, il faudra équilibrer le corps par du sable placé dans l'autre coupe, le remplacer par des poids échantillonnés, et suspendre au même plateau le corps plongé dans l'eau : les poids nécessaires pour produire l'équilibre dans ce dernier cas représentent évidemment le poids de l'eau déplacée par le corps.

105. On peut encore employer un appareil très commode imaginé par Nicholson, dont il a conservé le nom. Cet appareil consiste (*fig.* 51) en un cylindre métallique creux *ABCD*, terminé supérieurement et inférieurement par les deux cônes *EAB* et *FCD*. Le premier porte une tige *EG*, terminée par la capsule *MN*; à l'extrémité du second est suspendue librement une capsule *P*, remplie de plomb. Cet appareil, plongé dans l'eau, reste en équilibre stable lorsque l'axe *EF* est vertical, et s'enfonce dans le liquide jusqu'à la ligne *ab*; on marque sur la tige *EG* un point quelconque *o*, qu'on nomme point d'affleurement. Lorsqu'on veut trouver le poids spécifique d'un corps au moyen de cet appareil, on commence par déterminer les poids dont le plateau supérieur *MN* doit être chargé pour que l'instrument s'enfonce jusqu'au point d'affleurement, ensuite on remplace les poids par le corps, et on fait affleurer de nouveau en ajoutant les poids nécessaires : il est évident que la différence des poids employés dans ces deux opérations représente exactement le poids du corps. On place ensuite le corps dans la capsule inférieure, et on charge le plateau *MN* de manière à produire encore l'affleurement : or, comme un corps plongé dans l'eau perd de son poids celui d'un égal volume d'eau, la différence entre la charge de cette dernière opération et celle de la seconde est égale au poids du volume d'eau déplacé par le corps. Ainsi, on fait trois affleurements successifs : le premier avec des poids seulement, le

second en plaçant le corps dans la capsule supérieure, le troisième en le plaçant dans la capsule inférieure. La différence entre la première et la seconde charge donne le poids du corps, et la différence entre la troisième et la seconde donne celui d'un égal volume d'eau : par conséquent, en divisant la première différence par la seconde, on obtiendra la pesanteur spcifique cherchée. Comme cet instrument est peu dispendieux, très portatif, et qu'il est susceptible de donner une assez grande précision, il est très souvent employé.

106. On peut encore déterminer la densité des corps solides par une autre méthode, qu'il est important de connaître. On prend un flacon de verre fermant par un bouchon usé à l'émeri; on le met plein d'eau avec le corps dans une des coupes de la balance; on établit l'équilibre avec du sable placé dans l'autre coupe; ensuite on introduit le corps dans le flacon, et on met à côté les poids nécessaires pour établir l'équilibre : ces poids représentent évidemment le poids d'un volume d'eau égal au volume du corps. Alors, en divisant le poids du corps par ce dernier poids, on a la densité cherchée. Il est important de faire une rainure dans le bouchon, afin que l'eau en excès puisse se dégager facilement, et que le bouchon s'enfonce toujours au même point.

Ces différentes méthodes doivent éprouver quelques modifications quand les corps sont pulvérulents, plus légers que l'eau, poreux, solubles ou décomposables par l'eau : nous allons examiner successivement ces derniers cas.

107. *Corps en poudre.* Pour déterminer le poids spécifique des corps réduits en poudre très fine, la meilleure méthode est la dernière que nous venons d'indiquer. Mais il y a une précaution indispensable à prendre : c'est d'enlever complétement l'air qui se trouve entre les parcelles du corps, et qui se dégage difficilement. On peut y parvenir de deux manières : 1° en mettant le flacon ouvert plein d'eau sous le récipient de la machine pneumatique; 2° en faisant bouillir l'eau et agitant la poudre avec une baguette. Cette opération peut se faire dans un flacon à part ou dans un matras; on porte ensuite le liquide et la poudre dans le flacon d'essai.

108. *Corps plus légers que l'eau.* Si on voulait déterminer la densité d'un corps plus léger que l'eau, la dernière méthode pourrait être employée sans aucune modification : car, en fermant le flacon on forcerait le corps à descendre. Mais il n'en serait pas de même des deux premières méthodes : il faudrait y faire quelques

changements. Si on voulait opérer par la première méthode avec une balance ordinaire, il faudrait suspendre à la coupe de la balance une capsule métallique renversée, d'un poids assez grand pour maintenir le corps plongé dans l'eau, et percée d'un grand nombre de trous destinés à évacuer l'air qu'elle pourrait contenir; cette capsule pourrait être considérée comme faisant partie de la balance, et rester plongée dans l'eau pendant toutes les opérations. Dans ce cas, comme dans celui où le corps est plus dense qus l'eau, le poids nécessaire pour établir l'équilibre, troublé par l'immersion du corps dans l'eau, représente le poids du volume d'eau déplacé. Mais, si on déterminait le poids du corps par la méthode ordinaire, son poids dans l'eau serait négatif, et le poids du volume d'eau déplacé serait égal au poids du corps dans l'air, augmenté du poids nécessaire pour faire plonger le corps dans l'eau.

Quand l'opération doit se faire au moyen de la balance de Nicholson, on remplace la capsule inférieure par un grille concave en dessous (*fig.* 52), formée d'un tissu métallique, qui sert à maintenir le corps sous l'eau lorsqu'on le pèse dans ce liquide. Les figures 53 et 54 représentent dans deux positions différentes la partie inférieure de l'aréomètre de Charles : la grille hémisphérique *abe* est garnie au sommet d'un crochet fixe, et à la base d'une anse *abd*. Quand on opère sur un corps plus pesant que l'eau, on dispose l'appareil comme dans la fig. 54; et quand le corps est plus léger, on le dispose comme dans la fig. 53.

Si le corps était en poudre fine, on serait obligé d'employer le troisième procédé. L'opération deviendrait très difficile, non seulement pour remplir le flacon d'eau en y laissant le corps, mais pour enlever l'air qui recouvre les parcelles de la poudre.

109. *Corps poreux.* Si on voulait obtenir la densité d'un corps poreux, il faudrait distinguer deux cas : 1° celui où l'on demanderait la densité de la matière du corps, sans égard à son volume apparent; 2° celui où l'on voudrait avoir la densité sous le volume apparent. Dans le premier cas, il faudrait réduire le corps en poudre, parce qu'autrement on pourrait difficilement s'assurer que l'eau a pénétré dans tous les pores et en a chassé l'air qui les occupait, et chercher sa densité par la troisième méthode. Dans le second cas, la méthode consiste à ajouter au poids de l'eau déplacée par le corps celui de l'eau qui l'a pénétré; ce dernier poids s'obtient en pesant le corps à sa sortie de l'eau, et en retranchant de ce poids celui du corps sec. Mais cette méthode est susceptible de

peu de présision. Il en existe une autre qui est plus exacte : elle consiste à prendre le poids du corps dans l'air, à le recouvrir d'une enveloppe inperméable à l'eau, de cire, par exemple, qui se moule exactement sur la surface extérieure, dont on connaît la densité, et dont on mesure le poids. Si on emploie la première méthode (104), l'équilibre existant quand le corps est plongé dans l'air, le poid P' nécessaire pour maintenir l'équilibre en le plongeant dans l'eau est évidemment égal au poids de l'eau déplacée par le corps, augmenté du poids de l'eau déplacée par l'enveloppe. Or, ce dernier poids pouvant se déduire du poids et de la densité de l'enveloppe, on trouvera facilement le poids de l'eau déplacée par le corps, et, par suite, sa densité.

110. *Corps solubles ou décomposables par l'eau.* Lorsqu'un corps est soluble, décomposable par l'eau, ou susceptible d'éprouver de la part de ce liquide une altération quelconque, la détermination du poids d'un égal volume d'eau par l'immersion dans ce liquide est une opération impossible. Alors on commence par déterminer sa densité par raport à un liquide qui n'exerce sur lui aucune action, et, en multipliant cette densité par celle du liquide auxiliaire, on obtiendra la densité du corps par rapport à l'eau, telle qu'on l'aurait trouvée si le corps avait pu être pesé dans ce liquide.

En effet, soit P le poids du corps dans l'air, P' le poids d'un égal volume du liquide auxiliaire, P'' le poids d'un égal volume d'eau, D la densité du corps cherchée, D' la densité du corps rapportée au liquide auxiliaire, et D'' la densité de ce liquide ; on aura :

$$D=\frac{P}{P''},\ D'=\frac{P}{P'} \text{ et } D''=\frac{P'}{P''};\ \text{ainsi } D=D'\,D''.$$

111. Enfin, il existe des circonstances dans lesquelles les corps ne peuvent pas être plongés dans l'eau ni dans un autre liquide, et il y a des poudres plus légères que l'eau. La densité de ces corps ne pourait pas être déterminée par les moyens précédents ; on pourrait alors employer un procédé très ingénieux, imaginé en 1797 par M. Say, capitaine du génie, dans lequel le corps est seulement plongé dans l'air à différentes densités. Mais nous ne pourrons le décrire qu'après avoir fait connaître la loi suivant laquelle les gaz se dilatent ou se contractent par les diminutions ou les augmentations de pression.

112. Lorsque plusieurs corps ont été mêlés ou combinés dans des proportions connues, il est facile, au moyen de la densité de ces corps et de celle du mélange ou de la combinaison, de reconnaître

s'il y a eu contraction ou dilatation ; il suffit pour cela de comparer la somme des volumes des corps au volume de la combinaison.

113. La densité d'un corps déterminée par les différentes méthodes que nous venons d'exposer doit subir différentes corrections, qui sont relatives à la perte de poids que le corps éprouve dans l'air, à la température de l'eau, qui n'est jamais de 4°, et à celle du corps, qui devrait être 0°. Ces corrections sont en général très petites et peuvent presque toujours être négligées ; mais quand il s'agit d'expériences d'une grande précision, il n'en est point ainsi. La correction relative à l'air s'obtiendra en regardant la perte de poids que le corps éprouve par son immersion dans l'eau comme représentant son volume, calculant le poids de l'air renfermé dans ce volume en admetant que sa densité est $\frac{1}{770}$, et ajoutant ce poids à celui du corps dans l'air. Cette méthode n'est qu'approximative, mais elle sera toujours suffisante. Il est facile de voir qu'il n'y a pas de corrections à faire relativement à la perte de poids des poids échantillonnés, du moins tant que les pesées ont lieu dans des circonstances atmosphériques peu différentes. Quant aux corections relatives à la température, nous ne pourrons nous en occuper qu'après avoir exposé les lois de la dilatation des corps par la chaleur.

La méthode que nous venons d'indiquer pour faire la correction relative à l'air n'est qu'approximative, 1° parce qu'on prend pour volume du corps un nombre trop petit ; 2° qu'elle suppose que l'air est sec, à 0°, et sous la pression de 0m,76. Toutes ces suppositions sont très admissibles dans la plupart des cas ; mais il en est où il faut tenir compte de toutes ces causes d'erreur. On peut faire exactement la correction due à l'air d'une manière très simple, que nous appliquerons successivement aux différentes méthodes que nous avons exposées.

Dans la première méthode (104), en désignant par P le poids du corps dans l'air, par p la perte de poids du corps par son immersion dans l'eau, par D la densité du corps, et par δ celle de l'air, on a

$$P = V(D - \delta), \text{ et } p = V(1 - \delta) ; \text{ d'où } D = \frac{P(1-\delta) + p\delta}{p}.$$

Dans la seconde (105), on a

$$P' - P = V(D - \delta), \text{ et } P'' - P' = V(1 - \delta) ; \text{ d'où } D = \frac{(P'-P)(1-\delta) + \delta(P''-P')}{P'' - P'}.$$

Enfin dans la dernière (106), P étant le poids du corps dans l'air, et p le poids qui rétablit l'équilibre quand le corps est placé dans le flacon, on a

$$P = V(D - \delta), \text{ et } p = V(1 - \delta) ; \text{ d'où } D = \frac{P(1-\delta) + p\delta}{p}.$$

La valeur de δ change avec la température, la hauteur du baromètre et l'état hygrométrique de l'air. Nous donnerons plus tard son expression en fonctions de ces divers éléments, et celle de D, ramenée à ce qu'elle aurait été si l'eau eût été à 4° et le corps

à 0°, on obtient alors exactement la densité ; mais nous répétons que cette précision est bien rarement nécessaire.

Tableau de la densité d'un certain nombre de corps solides à 18°.

Platine laminé.	22,0690	Saphir du Brésil.	3,1307
— passé à la filière.	21,0417	Asbeste roide.	2,9958
— forgé.	20,3366	Marbre de Paros.	2,8376
— purifié.	19,5000	Onyx.	2,8160
Or forgé.	19,3617	Emeraude (verte).	2,7755
— fondu.	19,2581	Perles.	2,7500
Tungstène.	17,6000	Chaux carbonatée cristallisée.	2,7182
Mercure à 0°.	13,5980	Quartz jaspe.	2,7101
Plomb fondu.	11,3523	Corail.	2,6800
Palladium.	11,3000	Cristal de roche pur.	2,6530
Rhodium.	11,0000	Quartz agate.	2,6150
Argent fondu.	10,4743	Feld-spath limpide.	2,5644
Bismuth fondu.	9,8220	Verre de Saint-Gobain.	2,4882
Cuivre en fil.	8,8785	Porcelaine de la Chine.	2,3847
Cuivre rouge fondu.	8,7880	Chaux sulfatée cristallisée.	2,3117
Molybdène.	8,6110	Porcelaine de Sèvres.	2,1457
Arsenic.	8,3080	Soufre natif.	2,0332
Nickel fondu.	8,2790	Ivoire.	1,9170
Urane.	8,1000	Albâtre.	1,8740
Acier non écroui.	7,8163	Anthracite.	1,8000
Cobalt fondu.	7,8119	Alun.	1,7200
Fer en barre.	7,7880	Houille compacte.	1,3292
Étain fondu.	7,2914	Jayet.	1,2590
Fer fondu.	7,2070	Succin.	1,0780
Zinc fondu.	6,8610	Sodium.	0,9726
Antimoine fondu.	6,7120	Glace fondante.	0,9300
Tellure.	6,1150	Potassium.	0,8651
Chrôme.	5,9000	Bois de hêtre.	0,8520
Iode.	4,9480	Frêne.	0,8450
Spath pesant.	4,4300	If.	0,8070
Jargon de Ceylan.	4,4161	Bois d'orme.	0,8000
Rubis oriental.	4,2833	Pommier.	0,7330
Topaze orientale.	4,0106	Bois d'oranger.	0,7050
Topaze de Saxe.	3,5640	Sapin jaune.	0,6570
Béril oriental.	3,5489	Tilleul.	0,6040
Diamants les plus lourds, (légèrement colorés en rose).	3,5310	Bois de cyprès.	0,5980
— les plus légers.	3,5010	Bois de cèdre.	0,5610
Flint-glass.	3,3293	Peuplier blanc d'Espagne.	0,5290
Spath fluor.	3,1911	Bois de sassafras.	0,4820
Tourmaline (verte).	3,1555	Peuplier ordinaire.	0,3830
		Liége.	0,2400

114. *Densité moyenne de la terre.* Pour déterminer la densité moyenne de la terre comparée à celle des corps qui sont à sa surface, on a employé deux procédés différents, que nous allons indiquer sommairement. Lorsqu'un fil à plomb est abandonné à lui-même dans une vaste plaine, il se dirige vers le centre de la terre ; mais lorsqu'il est placé dans le voisinage d'une montagne très élevée, il éprouve une déviation qui provient de l'attraction de la masse de la montagne. Ainsi, Bouguer, dans les opérations géodésiques qu'il fit au Pérou, s'aperçut qu'au pied du Chimboraço le fil à plomb déviait

de sept secondes et demie. En 1714, Maskeline, en observant la déviation du fil à plomb, au pied des Monts-Shehalliens en Ecosse, reconnut qu'elle s'élevait à 5 secondes $\frac{8}{10}$. Ce dernier, en comparant à l'attraction de la terre, dont on connaît le volume, l'attraction de la montagne, dont il avait mesuré et le volume et la densité, trouva que la densité moyenne de la terre était 4,5, c'est-à-dire 4 fois et $\frac{1}{2}$ plus considérable que celle de l'eau. M. Carlini, par des expériences du pendule faites au sommet du Mont-Cenis, a trouvé pour la densité moyenne de la terre 4,39. Enfin, Cavendisch, en comparant les oscillations d'un pendule horizontal produites sous l'influence d'une masse sphérique de plomb, dont le rayon, la densité et la position étaient connus (46), avec les oscillations d'un pendule vertical soumis à la seule influence de la terre, dont le volume est connu, a trouvé que la densité moyenne de la terre était 5,48.

§ III. *Phénomènes qui résultent de la stabilité plus ou moins grande d'équilibre entre les molécules des corps solides.*

115. *Compressibilité et extensibilité des corps solides.* Il résulte de la constitution des corps solides qu'ils doivent éprouver une diminution de volume par des forces qui tendent à rapprocher les molécules, et une augmentation quand les forces agissent en sens contraire. Ce fait est facile à vérifier sur les corps flexibles et poreux tels que les bois; mais il n'en est pas ainsi pour un grand nombre de corps tels que les métaux, qui sont très peu compressibles, parce qu'il faut alors employer de très grandes forces et des instruments très délicats pour produire et mesurer la compression. Pour tous les corps auxquels on peut donner la forme d'un vase on peut constater et mesurer les variations de volume résultant des pressions intérieures et extérieures en terminant le vase par des tubes de verre longs et étroits, remplissant le vase et une partie du tube d'un liquide quelconque et passant le tube à travers le bouchon d'un grand vase rempli d'air qu'on puisse comprimer ou dilater à volonté. L'extension des fils métalliques peut se reconnaître directement en employant des longueurs suffisantes.

116. Lorsqu'un corps quelconque est tiré dans une seule direction, le volume du corps n'augmente pas proportionnellement à l'allongement, parce que les dimensions transversales diminuent. M. Poisson a trouvé par le calcul que pour les fils métalliques, tirés dans le sens de leur longueur, en désignant par α l'accroissement de

l'unité de longueur du fil, par β la diminution de la section du fil pour l'unité de surface, on a $\alpha = \frac{1}{2}\beta$. Ce résultat a été vérifié par M. Cagniard de Latour.

Ce physicien a pris un fil de laiton, qu'il a plongé verticalement dans un tube rempli d'eau, de manière que sa partie inférieure touchât le fond du vase; la partie plongée avait $2^m,03$ de longueur. Alors il souleva le fil de 6^{mm}, et il mesura l'abaissement de l'eau dans le tube, qui fut de 5^{mm}; il fixa ensuite l'extrémité du fil au fond du vase, et il l'allongea de 6^{mm}, en le tirant dans le sens de sa longueur, et il mesura l'abaissement de l'eau, qui fut alors seulement de $2^{mm},5$; d'où résulte la loi trouvée par M. Poisson. En effet, en désignant par a la longueur du fil, par b sa section, par h la partie du fil soulevée dans le premier cas et l'allongement dans le second, par c et c' les volumes d'eau déplacés, on a, dans le premier cas, $bh = c$, et $a\alpha = h$; d'où $ba\alpha = c$; et dans le second $a b\beta = c'$; et comme $c' = \frac{1}{2}c$, on en déduit $\beta = \frac{1}{2}\alpha$. On peut déduire de là le nouveau volume du fil, car il est évidemment $a\,(1+\alpha)\,b\,(1-\beta) = ab\,(1+\alpha-\beta) = ab\,(1+\frac{1}{2}\alpha)$, en négligeant les termes qui renferment les carrés de α et de β; ainsi le volume a augmenté dans le rapport de $1+\frac{1}{2}\alpha$ à 1.

117. *Élasticité.* Lorsqu'un corps quelconque est en équilibre et qu'on le fait tourner d'une manière continue, les positions d'équilibre stable et instantané se succèdent alternativement. Cette propriété est générale; on peut facilement la vérifier sur un corps pesant de forme quelconque en équilibre sur un plan horizontal. Si ce corps est un prisme à six pans (*fig.* 55), il sera en équilibre stable toutes les fois qu'il touchera le plan par une de ses faces, et il sera en équilibre instantané toutes les fois qu'il le touchera par une de ses arêtes et que le corps sera symétriquement placé par rapport au plan vertical passant par cette arête. Lorsque ce corps sera en équilibre stable et qu'on le dérangera de cette position de manière à ne pas dépasser la position suivante d'équilibre instantané, il reviendra à sa position initiale. Mais si on l'écarte au delà, il dépassera cette position d'équilibre instantané, et ira retrouver une nouvelle position d'équilibre stable. Ainsi, en faisant tourner le prisme autour de l'arête *A*, tant que la verticale du centre de gravité n'aura pas passé au delà de cette arête, le prisme reviendra à sa position initiale; mais aussitôt qu'elle l'aura dépassé, le prisme ira trouver sur la face *AC* une nouvelle position d'équilibre stable. Si le prisme n'était terminé que par trois faces latérales, dans sa rotation complète il n'y aurait que trois positions d'équilibre stable et trois positions d'équilibre instantané, et par conséquent les écarts qu'on

pourrait effectuer autour de chaque position d'équilibre stable sans que le corps cessât d'y revenir seraient beaucoup plus étendus. Si, au contraire, le nombre des faces latérales du prisme était plus considérable, les positions d'équilibre deviendraient plus nombreuses et les écarts possibles plus petits. Enfin, quand on supposera que ce prisme devient un cylindre à base circulaire, les positions d'équilibre stable se succéderont d'une manière continue, les écarts possibles deviendront nuls, et le corps sera en équilibre dans toutes les positions. Ce dernier cas est la limite où viennent se confondre les positions d'équilibre stable et instantané.

Ce que nous venons de dire d'un prisme posé sur un plan serait applicable en général à un polyèdre. Les positions d'équilibre stable étant d'ordinaire en même nombre que les faces, elles s'étendraient à des écarts d'autant plus considérables, que les faces du polyèdre seraient moins nombreuses, et la sphère serait la limite où les positions d'équilibre stable et d'équilibre instantané viendraient se confondre.

En considérant les molécules des corps comme étant terminées par des faces planes, tout ce qui précède leur sera immédiatement applicable; et si l'on conçoit qu'une de ces molécules tourne autour d'une autre, les positions d'équilibre stables et instantanées se succéderont alternativement, et les écarts possibles autour de chacune des premières seront d'autant plus grands que les molécules seront terminées par un plus petit nombre de faces.

Il est alors très facile de se rendre compte des causes qui produisent l'élasticité, la ductilité, et toutes les autres propriétés physiques des corps solides.

On appelle élasticité la propriété que certains corps possèdent de conserver leur forme, et de la reprendre lorsqu'elle a été altérée par un mouvement relatif des parties. Le retour à la position primitive se fait ordinairement par des oscillations plus ou moins nombreuses autour de cette même position. Ainsi, une tige d'acier fixée d'une manière invariable par une de ses extrémités, courbée et abandonnée à elle même, revient à sa position initiale, qu'elle dépasse par sa vitesse acquise, pour y revenir ensuite en faisant autour d'elle des oscillations semblables à celles d'un pendule qui a été écarté de sa position d'équilibre. Il est évident que, dans l'expérience que nous venons de citer, les molécules ont été dérangées de leur position d'équilibre, et que c'est la force avec laquelle elles tendent à y revenir qui produit l'élasticité de la masse.

Le changement de forme des corps nécessaire au développement de l'élasticité se manifeste d'une manière très évidente dans les lames et les tiges élastiques, mais il est des circonstances dans lesquelles ce changement ne s'aperçoit pas. Par exemple, quand une bille d'ivoire tombe sur un plan de marbre, elle remonte presque à la hauteur du point de départ, ce qui indique une très grande élasticité dans la bille; mais rien ne fait connaître qu'à l'instant du choc elle a été aplatie. On peut cependant s'assurer par l'expérience que cet aplatissement a eu réellement lieu : en couvrant la plaque d'une légère couche d'huile, on reconnaît après le choc que l'huile a été enlevée sur une étendue circulaire d'un assez grand diamètre, ce qui ne peut s'expliquer qu'en admettant une forte dépression de la boule à l'instant du choc.

On conçoit, d'après ce qui précède, qu'il n'existe aucun corps qui ait une élasticité absolue ; que toujours, au delà d'une certaine limite d'écart, les molécules, étant plus rapprochées d'une nouvelle position d'équilibre que de la première, la prendront, et la masse ne reviendra plus à sa forme initiale. Dans tous les cas, indépendamment du changement de position relative des molécules, la distance de leurs centres de gravité éprouve aussi des variations ; et comme, dans les corps solides, l'équilibre des molécules est stable par rapport aux positions relatives et par rapport aux distances, les forces qui proviennent de cette double stabilité concourent à produire la force élastique.

118. On parvient, dans les arts, à produire dans certains corps une très grande élasticité par un changement brusque de température. Ainsi, l'acier chauffé à une température plus ou moins élevée, et refroidi brusquement par l'immersion dans l'eau ou dans un liquide quelconque, devient dur, élastique et cassant. Il acquiert ces nouvelles propriétés à un degré d'autant plus élevé que l'abaissement de température a été plus considérable et plus prompt. Cette opération porte le nom de *trempe*. On rend à l'acier sa ductilité première en le faisant chauffer à la même température, et en le laissant refroidir lentement.

Il est difficile de rendre raison d'une manière satisfaisante de ce développement subit d'élasticité par le seul effet de la trempe, et de la disparition de cette propriété par le recuit. Voici cependant l'explication qu'on en donne ordinairement. L'acier plongé subitement dans l'eau se refroidit d'abord à sa surface : ce refroidissement ayant lieu avant que les couches intérieures soient

revenues à la température ordinaire, il en résulte que cette croûte extérieure solide, qui se forme d'abord, empêche les molécules intérieures de se rapprocher comme elles l'auraient fait si l'abaissement de température avait eu lieu graduellement; la masse intérieure est donc maintenue dans un état forcé de dilatation. L'expérience indique effectivement que l'acier, par un refroidissement brusque, conserve un plus grand volume que par un refroidissement lent, et, par conséquent, que cette dilatation forcée dont nous venons de parler a réellement lieu. Mais l'on ne voit pas le rapport qui existe entre ce nouvel état et les nouvelles propriétés acquises par l'acier; d'ailleurs, comment la trempe ne développe-t-elle pas dans les autres métaux des propriétés analogues? Et comment expliquer que l'alliage de cuivre et d'étain, qui sert à construire les cymbales et les tam-tams, acquiert par le refroidissement lent une grande dureté et une grande élasticité, tandis que la trempe le rend au contraire ductile et malléable (1).

Quand les métaux ont une faible cohésion, il est probable que l'absence de l'état de tension dont nous venons de parler, à la suite de la trempe, provient de ce que les molécules se séparent, et laissent un vide au centre de la masse; c'est du moins ce qui arrive pour le plomb : toutes les balles de plomb fondues sont creuses; pour celles du calibre du fusil de munition le vide est de plusieurs millimètres cubes; ces balles ne sont pas trempées après qu'elles ont été coulées, mais la faible conductibilité du plomb doit évidemment produire le même effet.

Le verre acquiert aussi par la trempe une très grande dureté; et ce qu'il y a de remarquable, c'est que la dilatation forcée des molécules intérieures n'est maintenue que par la résistance simultanée de tous les points de l'enveloppe : car si une portion de la croûte extérieure est détruite, le corps se brise avec explosion : c'est ce qu'on peut facilement vérifier sur ces petits morceaux de verre qu'on désigne sous le nom de *larmes bataviques.* Les larmes bataviques se forment en laissant tomber des gouttes de verre dans de l'eau froide. Lorsqu'on brise l'extrémité du fil de verre qui les termine, elles se réduisent instantanément en poussière. Pour éviter cette grande fragilité du verre refroidi brusquement, on introduit les ouvrages de verre, à mesure qu'ils sont fabriqués, dans un four très allongé; l'une de ses extrémités, communiquant avec le four où le verre se trouve en fusion, est à une température très

(1) Cet alliage est composé de 78 parties de cuivre et de 22 parties d'étain. C'est M. Darcet qui a découvert les phénomènes singuliers que la trempe et le refroidissement lent développent dans cet alliage.

élevée, et l'autre extrémité, communiquant avec l'air par une large ouverture, est à peu près à la température ordinaire. Les objets travaillés sont d'abord placés dans la partie la plus chaude du four, et retirés lentement vers l'autre extrémité; le refroidissement ne s'effectuant alors que graduellement et dans plusieurs heures, le verre perd une grande partie de sa fragilité. Nous verrons, en parlant de la polarisation de la lumière, des phénomènes qui décèlent d'une manière bien remarquable l'inégalité de structure du verre trempé.

119. Plusieurs métaux acquièrent encore de la dureté et de l'élasticité lorsqu'ils sont battus à froid, ou qu'ils ont passé à la filière ou au laminoir : on dit alors qu'ils sont écrouis. Pour leur rendre leur ductilité, on est obligé de les faire recuire de temps en temps, c'est-à-dire de les faire chauffer jusqu'au rouge et de les laisser refroidir lentement. Le fer, le cuivre, le platine et plusieurs autres, sont dans ce cas.

Il est important de remarquer que l'effet de l'écrouissage par le martelage, le laminoir et la filière, est d'augmenter la densité du corps, et d'en rapprocher les molécules, effet qui paraît détruit par le recuit; tandis que dans la trempe il se produit un effet contraire : car la densité du corps est diminuée. Il serait possible que les variations d'élasticité d'un même corps provinssent d'un changement dans le nombre des molécules qui constituent les groupes entre lesquels s'établit la stabilité d'équilibre, ou seulement d'une modification dans l'arrangement des molécules de ces groupes.

120. Le développement de l'élasticité d'un corps dépend non seulement de l'élasticité propre de la matière qui le constitue, mais encore de sa forme, de la position des points fixes, du point d'application et de la direction de la force. On en concevra facilement la raison, en observant que la flexion qu'on peut faire éprouver à un corps sans le déformer d'une manière permanente, ou le briser, c'est-à-dire sans écarter les molécules au delà de la limite d'élasticité, est d'autant plus grande, que la force est appliquée à une plus grande distance des points fixes, et que les dimensions du corps parallèles à la direction de la force sont plus petites relativement aux autres. Ainsi, les plaques sont plus flexibles que les masses dont les dimensions diffèrent peu; et les lames très allongées, les fils, sont plus élastiques encore. La raison de l'influence de la longueur du corps dans le sens de la flexion résulte évidemment de ce que, quand un corps est courbé, les molécules sont

d'autant plus écartées les unes des autres qu'elles sont plus éloignées de la surface concave; par conséquent, pour une courbure donnée, il y a toujours une épaisseur à laquelle elles seraient trop écartées pour conserver de l'adhérence.

Dans les différents cas que nous venons d'examiner, l'élasticité est principalement produite par la stabilité d'équilibre des molécules par rapport à leurs positions relatives. Mais les corps qui sont très ductiles et qui ne sont pas susceptibles de ce genre d'élasticité peuvent cependant, dans certaines circonstances, acquérir une grande élasticité: elle est due alors à la stabilité d'équilibre des molécules par rapport à la distance des centres de gravité. Tels sont, par exemple, les fils de fer et de cuivre tendus, et fixés par leurs extrémités, qu'on dérange de leur position.

121. *Elasticité des fils et des lames tendus dans le sens de leur longueur.* Sgravesande a fait de nombreuses expériences sur cet objet. Avant de rapporter les résultats auxquels il est parvenu, nous décrirons sommairement le mode d'expérience qu'il a employé. Les fils et les lames étaient tendus horizontalement entre deux étaux fixes a et b (*fig.* 56); une plaque de cuivre mn très mince, percée d'une ouverture, à travers laquelle passait le fil, portait inférieurement un plateau que l'on chargeait de différents poids, et supérieurement une chaîne enroulée sur une poulie fixe R, supportant à son extrémité un poids P, destiné à faire équilibre à la plaque mn et au plateau vide. La poulie portait une longue aiguille RL équilibrée par son prolongement RF; l'aiguille parcourait un cercle divisé fixe. Par cette disposition, le plus petit abaissement du fil horizontal devenait sensible. Par des expériences préliminaires, Sgravesande avait déterminé le rapport de la flèche Cc du fil à un degré du cercle. Lorsqu'on chargeait la balance, le fil horizontal ACB prenait la forme de la ligne brisée AcB, dans laquelle le point c était au milieu de la longueur, et dont les deux parties Ac et cB avaient des tensions égales. En mettant dans la balance différents poids, la marche de l'aiguille permettait de calculer la flèche Cc; on en déduisait l'allongement du fil et la composante du poids dans la direction du fil. Sgravesande a déduit de ces expériences cette loi importante : quand un fil est tiré dans le sens de la longueur par des poids assez petits pour que le fil revienne à sa longueur primitive quand on les supprime, l'allongement du fil est proportionnel au poids, quelle que soit la tension primitive. Cette loi peut se vérifier directement en fixant par une

extrémité un fil que l'on tend verticalement par des poids, et plaçant à son extrémité inférieure un appareil analogue à celui de Sgravesande, pour multiplier l'allongement.

122. Il résulte de la loi que nous venons d'énoncer que les oscillations d'un fil tendu dans le sens de sa longueur doivent être isochrones : car à chaque instant la force est proportionnelle à l'écart, circonstance d'où résulte nécessairement l'isochronisme, comme nous l'avons vu (58). La diminution d'amplitude qu'on observe dans ces oscillations se manifestant aussi dans le vide, paraît provenir, du moins en grande partie, de la communication du mouvement aux corps qui soutiennent le fil.

123. *Elasticité des fils développée par la torsion.* Coulomb a fait sur ce sujet de nombreuses recherches : nous décrirons les principaux résultats auxquels il est parvenu, et la balance qui porte le nom de ce célèbre physicien.

Soit *AB* (*fig.* 57) un fil métallique suspendu par son extrémité *A* et tendu par un poids *P*. Au dessous de ce corps plaçons une aiguille *CD*, dont l'extrémité parcourt le cercle divisé fixe *MN*. Si nous faisons tourner le corps *P* sur lui-même, de manière que le fil reste toujours dans la même verticale, et si après nous abandonnons le poids à lui-même, les particules du fil, dérangées par la torsion, tendront à revenir à leurs positions primitives, en entraînant le poids *P* et l'aiguille *BC*; mais comme elles arriveront à leur position initiale avec une vitesse acquise, elles la dépasseront, et feront autour de cette position une série d'oscillations dont les amplitudes iront continuellement en décroissant.

Coulomb a reconnu dans ces mouvements les lois suivantes :

1° La force nécessaire pour maintenir le fil tordu est proportionnelle à l'angle de torsion, et, pour un même fil, tendu par le même corps, les oscillations sont isochrones; 2° pour un même fil, tendu par un poids cylindrique, dont l'axe se confond avec celui de l'aiguille, la durée d'une oscillation est proportionnelle au rayon du cylindre et à la racine carrée de son poids; 3° pour un même fil, tendu par une aiguille très mince suspendue par son milieu, la durée des oscillations est proportionnelle à la longueur de l'aiguille et à la racine carrée de son poids; 4° pour des fils de même nature, mais de longueurs et de diamètres différents, tendus par le même corps, la force développée par la torsion d'un même angle et estimée à la même distance de l'axe de rotation est proportionnelle à la quatrième puissance du diamètre, en raison inverse de la lon-

gueur; et, dans les mêmes circonstances, la durée d'une oscillation est proportionnelle à la racine carrée de la longueur, et en raison inverse du carré du diamètre.

La première loi aurait pu se déduire de ce fait, qui a été constaté par Sgravesande, que la force élastique développée dans les fils est proportionnelle à l'écartement que les molécules ont éprouvé. Car, dans la torsion des fils, les molécules qui étaient d'abord en ligne droite se trouvent sur une ligne courbe, et sont plus éloignées de leur position primitive d'une quantité proportionnelle à l'angle de torsion; par conséquent, la force de torsion de chaque molécule étant à chaque instant proportionnelle à l'espace qu'elle doit parcourir pour arriver à sa position initiale, l'isochronisme des oscillations s'ensuit nécessairement.

Nous avons dit précédemment que le décroissement progressif de l'amplitude des oscillations n'était pas uniquement produit par la résistance de l'air : Coulomb a démontré ce fait, en enveloppant les cylindres suspendus aux fils par des cylindres de papier très légers, mais beaucoup plus longs, qui n'en augmentaient pas sensiblement le poids ni le diamètre, mais qui leur donnaient beaucoup plus de surface, et qui, par conséquent, devaient produire une diminution rapide dans l'amplitude des oscillations, si cette diminution était réellement produite par l'air; mais les effets ont été les mêmes qu'avec les cylindres nus. Coulomb a reconnu que, pour de petits écarts, la diminution d'amplitude est sensiblement proportionnelle à l'angle de torsion.

124. Pour qu'un fil, après avoir été tordu, revienne exactement à sa position primitive, il faut que l'angle de torsion ne dépasse pas une certaine limite; autrement le centre d'oscillation est déplacé dans le sens de la torsion. Ainsi, par exemple, si l'aiguille CD (*fig.* 57) était placée primitivement sur le zéro de la division, tant que la torsion sera peu considérable les oscillations de l'aiguille se feront autour de la division 0°, à laquelle elle s'arrêtera quand les oscillations auront cessé. Mais si l'écart a été trop considérable dans le sens des divisions du cercle, les oscillations se feront autour d'un point plus avancé du cercle, par exemple autour de la division marquée 10°, sur laquelle l'aiguille finira par s'arrêter.

Coulomb a reconnu par de nombreuses expériences qu'à mesure que la torsion permanente augmentait, et, par suite, que le centre d'oscillation se déplaçait davantage, l'amplitude d'élasticité, c'est-à-dire l'étendue des oscillations possibles sans déplacement du

centre d'oscillation, augmentait aussi. Cet accroissement, d'abord très rapide, se ralentit à mesure que la torsion permanente devient plus grande. Ce fait a été mis hors de doute par des expériences faites sur deux fils de laiton identiques, dont l'un était trempé et l'autre recuit. Ce dernier avait d'abord une amplitude d'élasticité beaucoup plus petite que le premier; mais, par la torsion, elle devint sensiblement la même. Ces fils avaient cependant à l'origine, et aux différents degrés de torsion permanente du dernier, des forces de torsion parfaitement égales : car, en suspendant un même corps à leur extrémité, les oscillations avaient la même durée. Coulomb a confirmé ce dernier fait par des expériences plus directes encore sur une lame d'acier à laquelle il a donné différents degrés de trempe. La lame était fixée horizontalement dans un étau; il plaçait différents poids à son extrémité, et il observait l'abaissement de l'extrémité de la lame. Il fit d'abord l'expérience sur la lame trempée très roide, ensuite sur la lame recuite au bleu, et enfin sur cette lame recuite au rouge-blanc. Dans ces trois états différents, les mêmes poids produisaient les mêmes abaissements, et ces abaissements étaient sensiblement proportionnels aux poids; mais, dans toutes ces expériences, les poids étaient assez petits pour que la lame déchargée revînt exactement à son état primitif. Ainsi la trempe n'altère point la force de cohésion des métaux; elle augmente seulement l'amplitude de l'élasticité.

125. *Balance de torsion*. La balance de torsion, destinée à mesurer les forces d'attraction ou de répulsion, est essentiellement composée d'un fil métallique *ab* (*fig.* 58), ou de toute autre substance, dont le bout supérieur est fixé dans une pince, et dont la partie inférieure supporte un petit poids traversé par une aiguille horizontale très légère, dont la nature dépend des forces qu'on veut mesurer. Pour que les mouvements ne soient pas troublés par l'agitation de l'air, l'aiguille est renfermée dans une cage cylindrique ou carrée, sur la surface de laquelle se trouve une échelle dont les divisions correspondent à des degrés circulaires. Le fil est également renfermé dans un cylindre creux, à la partie supérieure duquel se trouve un cadran divisé, fixé sur le cylindre. La pince qui supporte le fil se prolonge à travers le cadran et se termine par une aiguille horizontale qui parcourt le cadran, et qui sert à mesurer la torsion qu'on donne au fil par la partie supérieure. Quand on veut mesurer de très petites forces, on prend des fils longs et fins, de matière très élastique : car la force de torsion est en raison inverse des

longueurs, et proportionnelle aux quatrièmes puissances des diamètres. Les longs fils ont encore l'avantage de pouvoir être tordus d'un grand nombre de degrés sans que le centre de torsion soit déplacé. Il faut en outre employer des matières dont l'élasticité soit très grande : sous ce rapport le laiton est bien préférable au fer. La partie supérieure de la cage est garnie d'un orifice m, par lequel on introduit les corps, qui, en agissant par attraction ou par répulsion sur le levier horizontal, le dévient de sa direction d'une quantité qu'on peut rendre constante ou variable suivant une certaine loi, en tordant le fil par la partie supérieure. La distance des corps qui agissent et la torsion totale du fil, qui se compose de la déviation de l'aiguille et de la torsion exercée à la partie supérieure, conduisent facilement, comme nous le verrons plus loin, à la détermination du rapport des forces qui se manifestent dans différentes circonstances entre le levier et le corps introduit dans la balance.

126. *Isochronisme des oscillations d'un corps quelconque.* L'isochronisme des oscillations d'un fil tendu dans le sens de sa longueur provenant uniquement de ce que la force qui se développe par la variation de distance des molécules est proportionnelle à cette variation, il en résulte que cet isochronisme doit exister dans les oscillations d'un corps, quels que soient sa forme et le mode d'ébranlement. L'expérience confirme parfaitement cette conséquence de la théorie, comme nous le verrons en parlant du son.

127. *Ductilité.* La ductilité est la propriété que possèdent un grand nombre de corps solides de changer de formes sous l'influence de forces plus ou moins considérables. Cette propriété résulte très probablement de ce que les molécules ont des faces très nombreuses : car alors les positions d'équilibre stable sont très voisines, les amplitudes d'élasticité très faibles, et, pour peu qu'elles soient écartées, elles trouvent de nouvelles positions d'équilibre, où elles restent.

128. Il y a des corps si ductiles, qu'ils cèdent à la plus petite pression : tels sont la cire, l'argile, etc. D'autres corps ne changent de forme que par des forces très énergiques : tels sont un grand nombre de métaux, dont les masses ne peuvent fléchir que par des percussions subites et réitérées, ou sous la pression continue du laminoir (1), ou enfin en passant à la fi-

(1) Un laminoir est un appareil composé de deux cylindres d'acier, dont les axes

lière (1). L'ordre suivant lequel les corps ductiles se prêtent à l'action du marteau, du laminoir et de la filière, n'est point le même. La facilité avec laquelle les corps passent au laminoir dépend principalement de la ductilité; la facilité de passer à la filière dépend de la ductilité et de la ténacité.

Sous le rapport de la facilité avec laquelle les métaux peuvent être travaillés sous le marteau, on peut les placer dans l'ordre suivant : *plomb, étain, or, zinc, argent, cuivre, platine, fer*. Sous le rapport de la facilité plus ou moins grande qu'ils présentent dans le passage à la filière, on peut les placer dans l'ordre qui suit : *platine, argent, fer, cuivre, or, zinc, étain, plomb*. Enfin, sous le rapport du passage au laminoir, les métaux se placent dans l'ordre suivant : *or, argent, cuivre, étain, plomb, zinc, platine, fer*.

129. En général la ductilité augmente avec la température, parce qu'à mesure que les molécules s'éloignent davantage, l'influence de leur forme diminue. Ainsi, la plupart des résines sont ductiles à des températures plus ou moins élevées, et cassantes à de basses températures; ainsi, la plupart des métaux acquièrent par la chaleur une plus grande ductilité, et se travaillent alors avec une plus grande facilité. Il y a cependant quelques exceptions : le cuivre se forge plus difficilement à chaud qu'à froid, et le plomb et l'étain, qui sont très ductiles à froid, se brisent sous le marteau, à une température peu éloignée de celle de leur fusion.

130. *Résistance au choc*. La résistance des corps à un choc paraît dépendre principalement de la rapidité de la communication du mouvement dans la masse. On conçoit en effet que les parties du

---

sont parallèles; ces cylindres se meuvent en sens contraire par un système d'engrenage. La distance qui les sépare peut être augmentée ou diminuée par des vis de rappel; mais, une fois fixés, les axes des cylindres sont retenus dans leur position par une force très considérable. C'est entre les deux cylindres en mouvement qu'on engage dans le sens de leur rotation la masse métallique qui doit être laminée; la pression successive et continue qu'elle éprouve augmente les dimensions parallèlement aux axes des cylindres. On répète cette opération en diminuant à mesure la distance des cylindres, et on parvient ainsi à réduire les métaux en lames d'une très petite épaisseur.

(1) Les filières sont des plaques d'acier trempé, percées d'un grand nombre de petits trous coniques, de dimensions décroissantes; on engage dans un des trous et par une de ses extrémités la tige métallique qu'on veut réduire en fil, et on la tire par de fortes tenailles. En faisant passer de nouveau le cylindre dans des trous d'un plus petit diamètre, on parvient à le réduire au degré de finesse qu'on désire, ou que permet la nature du métal.

corps ébranlées directement seront d'autant plus écartées de leurs positions que le mouvement se propagera plus difficilement. Il paraît qu'en général cette vitesse est plus petite dans les corps doués d'une grande élasticité que dans les corps ductiles, et c'est pour cela qu'en général les premiers se brisent plus facilement par le choc que les derniers. Il y a cependant des corps très ductiles qui se brisent facilement par le choc : telle est la poix qu'on a rendue très ductile en la malaxant dans les doigts.

La résistance des corps à des forces qui tendent à les écraser, à les rompre transversalement ou longitudinalement, dépend de leur nature, de leur forme, des points d'application, des directions et des intensités des forces : nous indiquerons les résultats qu'on a obtenus dans un grand nombre de cas.

151. *Résistance des corps à l'écrasement.* La résistance d'un corps posé sur un plan horizontal infiniment résistant, à une pression verticale qui tend à l'écraser, dépend évidemment de la nature des corps; mais pour chacun d'eux elle dépend de sa forme. La résistance d'un prisme droit est en raison inverse du carré de sa hauteur, en raison directe de la largeur, c'est-à-dire de la dimension par laquelle la flexion peut avoir lieu, et en raison directe du carré de l'épaisseur. Un prisme dont la base est un parallélogramme résiste moins qu'un prisme à base carrée de même hauteur et de même volume; sous cette dernière forme un corps résiste moins qu'un cylindre de même hauteur et de même volume. Un cylindre plein résiste moins qu'un cylindre vide de même hauteur et de même masse; enfin, un cylindre plein résiste moins qu'un cône équivalent et de même hauteur. Un prisme d'une seule pièce résiste plus que s'il est composé de plusieurs pièces séparées. Les corps ne présentent pas la même résistance dans toutes les directions : ainsi les pierres résistent mieux lorsqu'elles sont placées dans le sens de leur lit naturel que dans tout autre : les bois résistent mieux dans la direction de leurs fibres que dans des directions perpendiculaires.

152. *Résistance des corps à une force dirigée perpendiculairement à leur plus grande dimension.* La détermination de la résistance des corps, suivant leur forme, leur nature et les circonstances dans lesquelles ils sont placés, et la théorie des solides d'égale résistance en tous leurs points, sont des questions d'une grande importance dans la pratique des arts, mais qui ne peuvent qu'être indiquées dans un traité élémentaire de physique. Ainsi nous nous

bornerons à rapporter les principaux résultats qu'on a obtenus par l'expérience sur la résistance des corps prismatiques.

Lorsqu'un corps est soumis à l'action d'une force qui agit perpendiculairement à sa plus grande dimension, le corps commence par fléchir, et quand la courbure est parvenue à son maximun, il se rompt. La résistance du corps varie suivant la manière dont il est soutenu et suivant le point d'application de la force :

1° Quand le prisme est encastré par un bout (*fig.* 59), la résistance, toutes choses égales d'ailleurs, est en raison inverse de sa longueur ; 2° quand il est soutenu par son milieu (*fig.* 60), chaque moitié résiste comme si l'encastrement avait lieu au milieu ; 3° lorsque la pièce est encastrée à ses deux extrémités (*fig.* 62) et qu'elle est chargée en son milieu, la résistance est à celle qui a lieu quand les extrémités seulement sont posées sur deux appuis comme 3 est à 2 ; 4° lorsque le poids qui agit sur une pièce posée sur deux appuis (*fig.* 61) n'est pas au centre, mais est placé à un point qui divise la longueur l en deux parties, m et n, la résistance est proportionnelle à $m\,n$: il résulte de là que l'effort est le plus grand possible quand le poids est placé au centre ; 5° quand le poids est réparti uniformément, l'effort est deux fois plus petit que si le poids était réuni au centre ; 6° quand le prisme est encastré obliquement, la puissance est proportionnelle au cosinus de l'angle d'inclinaison ; 7° dans toutes les circonstances, la résistance opposée par le prisme est proportionnelle à sa largeur, au carré de son épaisseur, et en raison inverse de sa longueur. On doit évidemment considérer le poids du corps comme une force verticale appliquée à son centre de gravité. Lorsque le corps est assujetti par une de ses extrémités, il se brise près du point d'appui ; lorsqu'il est fixé par ses deux extrémités, il se brise en trois endroits, au milieu et près des points d'appui ; enfin, lorsqu'il est seulement soutenu par ses extrémités, la fracture est unique et se fait au milieu. Tous ces résultats sont pourtant susceptibles d'éprouver, dans chaque cas particulier, de grandes variations par le défaut d'homogénéité, et par un grand nombre de circonstances qu'il est impossible de prévoir.

133. *Résistance à la traction.* La résistance que les corps opposent à deux forces qui agissent en sens contraire et qui tendent à les allonger ou à les déchirer porte le nom de ténacité ; la ténacité paraît dépendre principalement de la cohésion. Pour mesurer la ténacité des corps on les suspend par une extrémité, et on fixe à l'autre une coupe de balance, qu'on charge progressivement de poids jusqu'à ce

que l'adhérence des molécules soit détruite. On a trouvé par l'expérience que la résistance d'un corps prismatique était indépendante de sa longueur, et qu'elle était proportionnelle à la surface de la section perpendiculaire à la direction des forces. Cependant les métaux en fils ont une ténacité d'autant plus grande sous l'unité de section, que les fils ont un plus petit diamètre. Les corps composés de fibres parallèles résistent beaucoup plus dans leur direction que dans toute autre. Les métaux travaillés, forgés ou passés à la filière, ont une bien plus grande ténacité que lorsqu'ils ont été fondus. La ténacité des métaux diminue à mesure que la température augmente. D'après les expériences récentes de M. Vicat, l'élasticité des fils de fer non recuit commence à s'altérer sous une charge comprise entre 1/3 et 1/4 de la résistance totale, et l'allongement est proportionnel à la charge. Sous une charge de 3/4 de la résistance totale les fils se sont allongés de 6^{mm},13 par mètre en 33 mois, et il est probable que ces fils finiront par être rompus. Il résulte de ces expériences deux conséquences importantes : 1° Il est dangereux d'essayer la résistance d'un corps sous des charges trop voisines de celle de la rupture, parce que la texture du corps peut être altérée et par suite sa résistance ; 2° quand un corps est soumis à une action prolongée trop grande, il s'altère avec le temps et finit par rompre.

Ténacité des différents métaux.

Nature du métal.	Poids supporté par 1 millimètre carré à l'instant de la rupture.
	k.
Fer forgé	43,84
Tôle	38
Fonte	13
Métal des canons	25,54
Cuivre battu	24,86
Cuivre laminé	21,1
Cuivre fondu	13,39
Cuivre jaune fin	12,61
Etain fondu	3,32
Plomb fondu	1,27
Plomb laminé	1,35
Tubes de verre	2 à 3

Ténacité des bois dans le sens des fibres.

Espèce du bois.	Poids supporté par 1 centimètre carré à l'instant de la rupture.
Buis	1400 k.
Frêne	1200
Sapin	900
Chêne de Malabar	813
Hêtre	800
Chêne	700
Poirier	690
Acajou	560

134. *Résistance des tuyaux creux à des pressions qui tendent à les courber.* C'est Galilée qui fit le premier la remarque que les tuyaux creux, tels que les os des animaux, les plumes des oiseaux les tiges de certaines plantes, opposent une bien plus grande résistance à la rupture que des tiges pleines de même longueur, et qui renfermeraient la même quantité de matière. Ainsi, s'il s'agissait de former des tiges métalliques qui dussent résister à une pression perpendiculaire à leur direction, il serait plus avantageux de donner au métal la forme d'un cylindre creux que celle d'une tige pleine.

135. *Résistance des tuyaux ou des vases quelconques à des pressions intérieures.* Considérons d'abord un vase cylindrique fermé exactement, formé d'un métal homogène et d'égale épaisseur, et supposons qu'il soit pressé intérieurement de dedans en dehors, et également sur tous les points. Cette pression tendra à faire éclater le cylindre, qui ne pourra cependant se déchirer que suivant une arête ou un cercle perpendiculaire à son axe.

Or, un cylindre peut être considéré comme composé d'une série d'anneaux placés les uns à côté des autres, et qui résistent tous également et isolément à la pression qui tend à les ouvrir. Ainsi la résistance d'un cylindre à la pression uniforme qui tend à le déchirer suivant une arête est indépendante de sa longueur, et égale à celle d'un des anneaux qui le composent. Considérons donc un cercle $ABCD$ (*fig.* 63) pressé intérieurement par des forces perpendiculaires à la courbe, et cherchons quelle est la force qui tend à le faire ouvrir au point A. Il est d'abord évident que, si on mène le diamètre AB, les forces qui agissent au point A dans les directions Am et An, et qui tendent à faire ouvrir l'anneau au point A, se trouvent répétées au point B, de sorte que l'anneau tend en même temps à se déchirer aux points A et B. Cela posé, toutes les pressions qui se manifestent sur les différents points du demi-cercle ADB étant dirigées dans le sens du rayon, ont une résultante unique, dont chaque moitié agit au point A et au point B, suivant les directions Am et Bm'. De même toutes les pressions qui agissent sur les différents points du demi-cercle ACB ont une résultante unique, égale et opposée à la première, dont les deux moitiés agissent suivant An est Bn'. Les forces égales et opposées qui tendent à séparer les points A et B sont donc égales chacune à la moitié d'une des résultantes : reste alors à trouver la valeur de cette dernière force. Pour cela, désignons par s l'arc infiniment petit ss', et par p la pression sur l'unité de longueur : la pression exercée sur l'arc ss' sera sp. Décomposons cette force en deux autres, l'une parallèle, l'autre perpendiculaire au diamètre AB. Il est évident que la première n'aura aucune influence sur la traction en A et en B; la seconde s'obtiendra en multipliant la force ps par le cosinus de l'angle que forme ss' avec AB; ainsi la composante perpendiculaire à AB sera $sp.\cos(ss', AB)$. Mais $s.\cos(ss', AB)$ est égal à la projection tt' de l'arc ss' sur le diamètre AB; ainsi, en désignant tt' par t, la composante cherchée sera pt, et la somme totale des composantes sera ABp. Donc, en représentant par F la traction exercée sur le point A dans la direction Am, on a $F = Rp$.

Ainsi la force qui tend à faire déchirer le cylindre parallèlement à une arête est proportionnelle à la pression intérieure et au rayon du cylindre. Il résulte évidem-

ment de là que des cylindres d'un même métal et d'une même épaisseur résistent d'autant plus à la pression intérieure qu'ils ont un plus petit diamètre.

Examinons maintenant la pression dirigée dans le sens de la longueur et qui tend à déchirer le cylindre perpendiculairement à son axe. Par un raisonnement analogue au précédent, on démontrera facilement que la résultante des pressions parallèles à l'axe est égale à la projection de la surface du fond sur un plan perpendiculaire à l'axe, multipliée par la pression : ainsi, en désignant cette force par F', on a $F' = \pi R^2 p$. Mais cette force se manifeste sur toute l'étendue d'un anneau ; par conséquent, pour avoir la traction sur l'unité de longueur, il faut diviser $\pi R^2 p$ par la circonférence $2R\pi$, ce qui donne pour la traction sur l'unité de longueur $\frac{Rp}{2}$. Ainsi, la force qui tend à faire déchirer le cylindre perpendiculairement à son axe est deux fois plus petite que celle qui tend à le faire déchirer suivant une arête ; par conséquent la rupture aura toujours lieu suivant une arête.

Il est facile de déduire de ce qui précède que, si un vase avait la forme d'un ellipsoïde de révolution (*fig.* 64), la traction, dans un anneau perpendiculaire à l'axe AB, serait proportionnelle au diamètre de l'anneau, et que par conséquent elle serait croissante depuis les extrémités A et B jusqu'à l'anneau central CD, où elle serait à son maximum, et que la résistance dans le sens des méridiens serait égale pour tous.

Dans ce qui précède, nous avons considéré une enveloppe géométrique ; les anneaux étaient sans largeur et sans épaisseur, et p était la pression sur une ligne égale à l'unité de longueur. Mais, pour pouvoir faire usage des formules, il faudra considérer les anneaux comme ayant une certaine largeur, par exemple 1 millimètre : p sera alors la pression sur 1 millimètre carré. Si on voulait déterminer l'épaisseur d'un vase cylindrique pour qu'il pût résister à une pression intérieure constante p sur chaque millimètre carré, il faudrait remarquer que la force F, s'exerçant parallèlement à la tangente, est de même nature que celle qui se manifeste quand on tire une barre métallique dans le sens de sa longueur. Ainsi, l'épaisseur que l'on devra donner au métal a pour limite inférieure l'épaisseur d'une barre rectangulaire qui, ayant 1 millimètre de largeur, serait rompue sous la tension produite par un poids égal à Rp.

136. *Résistance des corps à être entamés, rayés ou usés par un autre corps.* On désigne sous le nom de *dureté* la résistance des corps à être entamés, rayés ou usés par d'autres corps. La résistance d'un corps à être entamé par un autre dépend non seulement du degré de dureté de ce dernier corps, mais de l'angle que l'un ou l'autre présente, et de la vitesse de celui qui est destiné à entamer l'autre. Ainsi, une lime qui attaque facilement le fer doux est fortement entamée par ce dernier quand on lui donne une vitesse suffisante : par exemple, quand on fait tourner rapidement un disque de tôle, et qu'on présente une lime perpendiculaire à son plan. Dans ce cas, l'effet est d'autant plus grand que l'angle de la lime est plus petit. La résistance des corps à être rayés dépend aussi de la nature de la pointe dont on se sert : si elle est naturelle comme l'angle d'un cristal, les résultats sont différents de ceux qu'on obtiendrait avec des pointes artificielles, comme celles qui

proviennent d'une cassure; et, dans l'un et l'autre cas, les résultats varient encore selon la forme de la pointe et la direction de son mouvement. La dureté d'un cristal est toujours plus grande sur les arêtes que sur les faces. Les cristaux de diamants coupent le verre par leurs arêtes courbes lorsque le cristal est promené sur le verre dans la direction de l'arête, et de manière que ses faces soient également inclinées sur le verre : la pression produit une petite fissure qui s'étend facilement quand on essaie de courber la lame. Lorsque les faces de l'arête du cristal ne sont pas également inclinées, le verre est seulement rayé. Le saphir et le rubis spinelle taillés convenablement coupent le verre comme le diamant, mais durent peu, parce que les arêtes, n'étant pas naturelles, ont moins de dureté. (*Wollaston.*) Les facultés de rayer et d'user ne dépendent pas l'une de l'autre : car il existe des corps qui en raient d'autres, mais ne les usent pas, et au contraire sont usés par eux. Ainsi, par exemple, la pierre ponce est rayée par le verre, tandis que le verre est usé par la ponce.

Il paraît que la dureté dépend à la fois de la cohésion et de l'élasticité; du moins dans chaque corps la dureté éprouve les mêmes variations que l'élasticité et la cohésion : ainsi les métaux écrouis sont plus durs que les métaux fondus ou recuits. La dureté diminue à mesure que la température augmente; la fonte qui, à froid, est d'une très grande dureté, à la chaleur rouge se laisse entamer avec la plus grande facilité par la scie. On emploie ce procédé en grand pour diviser des blocs de fonte.

§ IV. *Structure des corps solides.*

137. Les corps inorganiques qui constituent la charpente du globe et ceux que nous formons artificiellement se présentent ordinairement sous des formes irrégulières, composées de parties réunies d'une manière confuse. Cependant ces corps offrent souvent des indices d'une structure régulière : tels sont les corps composés de lames parallèles ou inclinées, de fibres parallèles ou groupées autour d'un point central. Enfin, ces corps se présentent quelquefois sous des formes régulières terminées par des faces planes : c'est à ces corps réguliers qu'on a donné le nom de *cristaux*.

Quoique les cristaux ne forment qu'une très petite portion de la masse des corps solides qui existent, il paraît cependant que tous les corps peuvent cristalliser, et que les formes plus ou moins irré-

gulières qu'ils affectent ordinairement sont dues à des causes perturbatrices qui ont agi pendant leur formation : car la plupart des corps que nous pouvons former prennent des formes régulières quand les molécules peuvent se réunir lentement et librement. Et même, dans certaines circonstances, des masses qui paraissent formées de molécules réunies d'une manière confuse présentent des indices de cristallisation régulière lorsqu'on les dissout lentement dans un liquide, parce que les forces qui ont présidé à l'arrangement régulier des molécules les préservent, lorsqu'elles sont réunies, des forces qui tendent à les séparer : ainsi, un morceau de bismuth traité par l'acide nitrique faible se recouvre sur toute sa surface de petits cubes, le nickel de petits tétraëdres; des morceaux de sulfure d'antimoine plongés dans du sulfure en fusion, et retirés quand ils sont à moitié fondus, présentent des cristaux réguliers; le fer, la fonte et l'acier, traités par des acides faibles, se couvrent à la surface de petites aiguilles diversement inclinées. Enfin la cristallisation régulière de l'étain sur les feuilles de fer-blanc est mise à nu par un acide faible : c'est cette cristallisation qui constitue le moiré-métallique.

Les formes régulières des cristaux et la similitude de ceux qui ont la même composition chimique, dans quelque lieu et à quelque époque qu'ils aient été produits, sont de puissants arguments en faveur de l'hypothèse des atomes et de leur identité de forme et de grosseur quand ils appartiennent au même corps. Il existe même certains corps cristallisés qui semblent permettre de déterminer la forme de leurs molécules. En effet, plusieurs espèces de cristaux se brisent naturellement, par le choc, en un grand nombre de petits corps à surfaces brillantes, parfaitement semblables, qui, à leur tour, se divisent aussi en corps semblables. Ce fait semble indiquer que, si la division était poussée assez loin pour atteindre les molécules, ces dernières auraient des figures semblables à celles des corps qui résultent de la division mécanique apparente, puisque ces formes ne changent pas à mesure que la division de la matière augmente. La chaux carbonatée présente ce phénomène d'une manière très remarquable. Si l'on prend un morceau de la variété de chaux carbonatée connue sous le nom de spath d'Islande, on pourra, par des chocs réitérés, obtenir de petits parallélipipèdes semblables, dont les dimensions seront de plus en plus petites, et qui finiront par être invisibles à l'œil, sans cesser pourtant de conserver la même forme. Cependant on ne peut pas admettre en gé-

néral que les directions des plans de clivage soient parallèles aux faces des molécules : car il existe des corps de même nature qui cristallisent de manières différentes, et pour lesquels l'hypothèse dont il est question donnerait des formes différentes pour les molécules. Par exemple, la chaux carbonatée et l'aragonite ont la même composition chimique et des systèmes de cristallisation incompatibles. Il en est de même des cristaux de soufre obtenus par un refroidissement lent du soufre et dans le sulfure de carbone; il y a même des cristaux qui, par la seule action de la chaleur, changent de système de cristallisation sans passer par la fusion. Il y a aussi des sels qui, sans changer de nature, cristallisent d'une manière différente dans des circonstances différentes : par exemple, à des températures différentes; mais il paraît que ce phénomène provient souvent de ce que le sel se combine avec des quantités différentes d'eau. Il ne serait pas impossible que les faces de clivage fussent réellement parallèles aux faces des molécules, mais que les cristaux résultassent de l'arrangement régulier de particules formées d'un nombre variable de molécules, suivant les circonstances, de sorte que le clivage donnerait seulement la forme de ces particules.

L'étude des formes qu'affectent les différents corps de la nature et ceux que l'art peut former est une des branches les plus importantes de la minéralogie.

§ V. *Equilibre et mouvement des corps solides.*

138. Quoique l'étude de l'équilibre et du mouvement des corps solides appartienne spécialement à la mécanique, nous avons pensé qu'il était utile de citer les phénomènes les plus importants, et surtout ceux sur lesquels nous serons plus tard obligé de nous appuyer.

Lorsqu'un corps solide entièrement libre est sollicité par un nombre quelconque de forces dirigées d'une manière quelconque dans l'espace, le corps ne peut être en équilibre qu'autant que ces forces se détruisent mutuellement. Cette condition sera satisfaite si une quelconque des forces est égale et opposée à la résultante de toutes les autres. Mais si le corps est assujetti à passer par un point fixe autour duquel il peut tourner, pour que l'équilibre existe il faut et il suffit que la résultante de toutes les forces passe par le point fixe. S'il existait un axe fixe, il faudrait, pour que l'équilibre existât, que la résultante totale rencontrât l'axe. Mais si le

corps est simplement appuyé contre une surface, de manière qu'il puisse glisser sur elle, il faut, pour que l'équilibre existe, que la résultante soit normale à la surface; et, en outre, s'il ne la touche qu'en un seul point, qu'elle passe par le point de contact du corps avec la surface; s'il y en a deux, il faut qu'elle passe par la ligne qui les joint, et qu'elle la coupe entre les deux points de contact; et, enfin, s'il y a un nombre quelconque de points de contact, la resultante doit rencontrer la surface en un point de l'intérieur du polygone formé par ces points. En parlant des centres de gravité, nous avons trouvé pour l'équilibre des corps pesants des lois qui sont des cas particuliers de celles que nous venons d'énoncer.

139. *Mouvement des corps solides libres.* Lorsqu'un corps solide est soumis à l'action d'un système quelconque de forces, si ces forces ne sont pas en équilibre, il peut arriver 1° qu'il y ait une résultante unique, c'est-à-dire qu'on puisse remplacer toutes les forces par une seule; 2° que le système des forces se réduise à deux, égales, parallèles et opposées; 3° que les forces se réduisent à une force et un couple.

140. Dans le premier cas, la résultante unique peut être appliquée au centre de gravité ou à tout autre point du corps. Si la force passe par le centre de gravité, on pourra la considérer comme étant la résultante des forces égales et parallèles qui seraient appliquées à chaque molécule du corps; par conséquent, le corps aura un mouvement de translation dans lequel tous les points décriront des droites parallèles: ainsi le corps se mouvra parallèlement à lui-même. Mais si la résultante ne passe pas par le centre de gravité, le corps aura un mouvement de translation, le même que si la force était appliquée au centre de gravité, et un mouvement de rotation autour de ce point. En effet, soit MN (*fig.* 65) un corps de forme quelconque, sollicité par un système de forces qui se réduisent à la force P appliquée au point A; soit G son centre de gravité. Au point B, situé sur la ligne AG, et à la même distance du point G que le point A, appliquons deux forces opposées Q et R égales à $1/2\ P$ et parallèles à la force P; il est évident que ces forces, se détruisant mutuellement, n'altéreront en rien le mouvement du corps. Or, si l'on compose la force Q avec la moitié de la force P, on aura une résultante égale à la force P, et qui aura son point d'application au centre de gravité : cette force produira le mouvement de translation; mais il restera deux forces égales parallèles et opposées, appliquées aux extrémités de la ligne BA.

Ce système de forces, qu'on appelle un couple, ne peut point avoir de résultante unique (32), et tendra évidemment à produire un mouvement de rotation autour du point G.

Lorsqu'un corps éprouve ainsi un mouvement de rotation, l'axe autour duquel se fait sa révolution sera permanent, c'est-à-dire conservera sa position dans l'intérieur du corps toutes les fois que les forces centrifuges des molécules du corps se feront mutuellement équilibre ; dans le cas contraire, la position de l'axe de rotation changera continuellement. On démontre en mécanique que, dans un corps de forme quelconque libre, il y a toujours trois lignes perpendiculaires entre elles, qu'on nomme axes principaux, qui passent par le centre de gravité, et autour desquelles les forces centrifuges sont en équilibre ; mais, de ces trois axes, il n'y en a que deux autour desquels la rotation soit stable : c'est-à-dire que, si une cause étrangère quelconque dérangeait tant soit peu l'axe réel de rotation, il ne tendrait à reprendre sa position initiale qu'autant qu'il aurait coïncidé primitivement avec l'un des deux axes principaux autour desquels la rotation est stable (1). Les corps de forme régulière n'ont, en général, que trois axes principaux ; mais il en est qui en ont une infinité. Par exemple, un ellipsoïde de révolution a pour axes principaux son axe de révolution et tous les diamètres de l'équateur ; dans une sphère, tous les diamètres sont des axes principaux. Dans l'ellipsoïde, l'axe de révolution est un axe stable ; tous ceux de l'équateur sont instantanés ; dans la sphère il n'existe aucun axe stable.

141. Lorsque le système des forces qui agissent sur un corps se réduit à deux forces égales parallèles et opposées, le centre de gravité reste fixe, et le corps tourne autour d'un axe passant par ce point, qui change de position jusqu'à ce qu'il soit parvenu à coïncider avec un des trois axes principaux.

142. Enfin, quand les forces se réduisent à un couple et à une force, il y a, comme dans le premier cas, transport du centre de gravité et rotation autour de ce point, mais le mouvement de translation n'est pas nécessairement perpendiculaire à l'axe de rotation.

143. Ces résultats du calcul conduisent à l'explication du dou-

---

(1) Pour chacun des axes principaux, la somme des produits de tous les points matériels, multipliés par le carré de leur distance à cet axe, est un maximum ou un minimum. Les sommes de ces produits portent le nom de *moments d'inertie*. Pour les deux axes stables le moment d'inertie est un maximum ; il est un minimum pour l'axe instantané.

ble mouvement de translation et de rotation des planètes. En effet, nous avons vu que le mouvement de rotation des planètes autour du soleil résulte de l'attraction permanente et réciproque de ces corps et du soleil, combinée avec une impulsion initiale. Or, si cette impulsion initiale n'a point passé par leur centre de gravité, il a dû en résulter un mouvement simultané de translation et de rotation autour d'un axe qui aura changé de position jusqu'à ce qu'il ait coïncidé avec un des axes principaux : alors cet axe de rotation se sera mu dans l'espace parallèlement à lui-même. En supposant la terre homogène, son mouvement diurne résulterait de ce que l'impulsion initiale a passé à une distance de son centre égale à la 160e partie de son rayon.

144. *Frottement.* Lorsqu'un corps est assujetti à se mouvoir sur la surface d'un autre, le corps mobile éprouve dans son mouvement une certaine résistance qu'on nomme *frottement.*

Dans certains corps, le frottement paraît provenir de ce que les aspérités de leurs surfaces pénètrent les unes dans les autres, et ne peuvent se dégager que par un déchirement ou par des ressauts du corps mobile ; cependant, comme le frottement se manifeste dans les corps les plus polis, où l'on ne peut pas supposer une semblable pénétration des aspérités, il est probable que le frottement est dû aussi à une certaine adhérence des surfaces qui sont mises en contact.

Pour reconnaître la résistance des corps à se mettre en mouvement, on peut se servir de l'appareil (*fig.* 66). Il est composé d'un plan *AB,* mobile autour d'une charnière, et dont on peut faire varier à volonté l'inclinaison, qu'on mesure sur le cercle divisé *CD.* Lorsqu'un corps *M* est placé sur le plan *AB,* il existe toujours une inclinaison du plan, pour laquelle la composante de la pesanteur parallèle au plan *AB* fait équilibre au frottement : car cette composante croît à mesure que l'inclinaison du plan *AB* devient plus grande. On détermine l'angle sous lequel l'équilibre existe en augmentant graduellement l'angle *ABC* jusqu'à ce que le corps glisse sur le plan *AB,* et on prend pour l'angle d'équilibre un angle moindre, mais d'une quantité très petite. La pesanteur du corps étant représentée par *Gp, Gq* représentera la pesanteur décomposée parallèlement à *AB,* c'est-à-dire le frottement, et la ligne *Gr* la pression. Quant au frottement qui se produit quand le corps est en mouvement, il faut employer une autre disposition. Coulomb a fait sur le frottement de nombreuses expériences; nous rapporterons

les résultats qu'il a obtenus, ainsi que ceux qui étaient connus avant lui.

1° La résistance au mouvement n'atteint pas son maximum d'énergie à l'instant du contact, mais seulement au bout d'un certain temps, après lequel elle reste constante. Pour les bois glissant à sec sur des bois, la résistance atteint son maximum en quelques minutes. Pour les métaux glissant sur des métaux, elle y parvient en un instant. Pour les substances hétérogènes sans enduit, la résistance croît très lentement et ne paraît atteindre sa limite qu'après quatre ou cinq jours.

2° Quand les corps sont en mouvement, le frottement est sensiblement indépendant de la vitesse; cependant, pour les surfaces hétérogènes, le frottement croît sensiblement en progression arithmétique quand la vitesse croît en progression géométrique.

3° La résistance qu'on éprouve pour mettre un corps en mouvement après un temps suffisant de repos est beaucoup plus grande que le frottement qui se manifeste quand le mouvement est développé. Par exemple, Coulomb a trouvé que la force nécessaire pour détacher et faire glisser une surface de chêne, après quelques minutes de repos, est à celle nécessaire pour vaincre le frottement quand elle est en mouvement comme 9,5 est à 2,2. Dans le frottement des métaux sur les métaux, ces quantités sont sensiblement égales.

4° Le frottement est d'autant plus petit que les surfaces en contact sont mieux polies.

5° Dans tous les cas, le frottement est proportionnel à la pression et à l'étendue des surfaces en contact: il résulte de là que, si un polyèdre à faces très inégales est posé successivement par chacune d'elles sur un plan incliné *AB* (*fig.* 66), le corps se mettra toujours en mouvement à la même inclinaison du plan, parce que, le poids du corps étant constant, quand la surface du contact augmente, la pression exercée sur chaque point diminue en raison inverse de l'étendue de cette surface, et par conséquent la somme des produits de chaque élément frottant par la pression qu'il supporte est constante.

6° Le frottement est plus grand entre les corps de même nature qu'entre les corps de nature différente.

7° Le frottement est beaucoup plus petit quand le contact a lieu successivement entre des parties différentes des surfaces des deux corps que lorsque le contact a lieu par une même portion de la surface de l'un d'eux; c'est-à-dire que le frottement est plus petit

pour un corps qui roule que pour un corps qui glisse. Le frottement d'un corps qui glisse sur un autre se désigne ordinairement sous le nom de *frottement de glissement*; l'autre s'appelle *frottement de roulement.*

8° On peut toujours diminuer le frottement en introduisant entre les corps certaines substances, telles que de l'huile, des graisses, du savon, de la plombagine, du talc.

Ces résultats de l'observation ont, dans les arts, de nombreuses applications: car il n'est point de machines dans lesquelles il ne soit important de diminuer les frottements, qui consomment toujours infructueusement une si grande partie de la force motrice. M. Prony a fait une application très ingénieuse, et maintenant généralement employée, du frottement à la détermination de la puissance mécanique des moteurs. (*Annales de chimie et de physique*, tome 19, page 165.)

145. *Choc des corps solides.* Comme les phénomènes du choc varient suivant que les corps sont ductiles ou élastiques, nous examinerons successivement le choc de ces deux espèces de corps, en nous bornant au cas où les corps sont sphériques et homogènes, et où le choc a lieu dans la direction de la ligne des centres, le seul qui présente des résultats simples et dont nous aurons besoin dans la suite.

146. *Choc central de deux sphères homogènes formées de matière ductile.* Lorsque les centres de gravité de deux corps ductiles se meuvent suivant une même ligne droite, après le choc les corps restent en contact et se meuvent ensemble avec une quantité de mouvement (24) égale à la somme ou à la différence de celles qui les animaient avant le choc: à la somme, si les mouvements primitifs étaient dans le même sens; à la différence, si ces mouvements étaient en sens contraire.

Le principe que nous venons de poser peut facilement se déduire du simple raisonnement. En effet, lorsque deux corps ductiles sphériques se meuvent en sens contraire, de manière que leurs centres décrivent la même ligne droite, les deux corps se compriment mutuellement jusqu'à ce que la plus petite quantité de mouvement ait été détruite par la plus grande : alors les deux sphères ne forment qu'une même masse, qui a une quantité de mouvement égale à la différence de celles des deux corps avant le choc, et par conséquent la vitesse après le choc sera égale à la différence des quantités de mouvement primitives divisées par la somme des masses. Si on

suppose que les sphères se meuvent dans le même sens, la pression, à l'instant du choc, sera produite par la différence des quantités de mouvement, et elle cessera aussitôt que cette force se sera répartie uniformément dans les deux corps : la masse totale se mouvra donc après le choc, dans le même sens, avec une quantité de mouvement égale à la somme de celles des corps avant le choc, et la vitesse commune sera égale à cette quantité de mouvement divisée par la somme des masses. Dans le premier cas, il y a, par le choc, une force perdue égale à la plus petite quantité de mouvement, parce que les forces sont opposées ; dans le second cas, il n'y a point de perte de force, parce que, les corps se mouvant dans le même sens, la pression est uniquement due à l'inertie de la matière. Dans le premier cas, les masses choquées peuvent être réduites au repos ; dans le second, cela ne peut jamais arriver : la vitesse, après le choc, est toujours intermédiaire entre celles des masses avant le choc.

Si on représente par m et m' les masses des deux corps, par v et v' les vitesses de leurs centres de gravité, les quantités de mouvement, avant le choc, étaient mv et $m'v'$; après le choc elle sera $mv + m'v'$ si les vitesses initiales étaient dirigées dans le même sens, et $mv - m'v'$ dans le cas contraire ; la masse totale, après le choc, étant $m + m'$, la vitesse commune sera, dans le premier cas, $\frac{mv + m'v'}{m + m'}$, et $\frac{mv - m'v'}{m + m'}$ dans le second.

On peut vérifier par des expériences directes les lois du choc des corps ductiles, au moyen de l'appareil que nous allons décrire. AB (*fig.* 67) est un arc de cercle dont le rayon est AO ; il est divisé, de chaque côté du point o, par lequel passe la verticale du centre O, en degrés qui ne sont point égaux, mais qui sont tels, que, si un corps tombait en suivant cet arc de cercle, arrivé au point o il aurait acquis une vitesse horizontale représentée par le chiffre placé au point de départ, et la division à laquelle il s'élèverait après avoir dépassé le point O indiquerait la vitesse qu'il avait en y arrivant. Pour diviser l'arc de cercle comme nous venons de le dire, il suffit de prendre des arcs tels, qu'à partir du point o les cordes soient dans le rapport de la série des nombres naturels : car, les vitesses acquises à la fin de la chute étant les mêmes que si les corps étaient tombés librement, elles sont proportionnelles aux racines carrées des hauteurs verticales, ou proportionnelles aux cordes. Des boules d'argile humide M et N sont suspendues à des fils très déliés fixés au point O ; en élevant ces boules à différents degrés du cercle et

en les abandonnant à elles-mêmes à des instants tels, qu'elles arrivent au point o en même temps, elles se rencontrent avec des vitesses représentées par les nombres placés aux points de départ.

147. *Choc central de deux corps sphériques homogènes élastiques.* Lorsque les centres de deux corps sphériques élastiques se meuvent sur une même ligne droite, après le choc la vitesse de chacune des masses est égale à la vitesse qu'elle aurait acquise si les deux corps avaient été ductiles, diminuée de la vitesse qu'elle aurait perdue, ou augmentée de la vitesse qu'elle aurait gagnée.

En effet, considérons les deux corps quand la pression a cessé, et que les vitesses sont devenues égales : à cet instant ils auront exactement la vitesse qu'ils auraient acquise s'ils eussent été simplement compressibles ; mais aussitôt que la compression a cessé, la force élastique de chacun d'eux se développe et lui rend une vitesse proportionnelle à la compression qu'il a éprouvée. Or, la pression éprouvée par chacun d'eux est égale à la vitesse qu'il aurait perdue ou gagnée s'ils eussent été ductiles ; et comme la force élastique restitue une vitesse dans le même sens que la compression, si la compression a diminué la vitesse initiale, l'élasticité la diminuera encore d'autant ; si la compression l'a augmentée, l'élasticité l'augmentera encore d'une même quantité. Ainsi on pourrait encore énoncer le principe en question de cette autre manière : La vitesse, après le choc, est égale à la vitesse initiale, diminuée ou augmentée du double de la vitesse qui serait perdue ou gagnée si les corps étaient ductiles.

Représentons les deux masses par m et m', leur vitesse initiale par v et v', par u la vitesse commune qui aurait lieu si les corps étaient ductiles ; supposons que les corps se meuvent dans le même sens, et que v soit plus grand que v', la vitesse perdue par la première masse sera $v-u$, la vitesse gagnée par la seconde sera $u-v'$; et par conséquent, en regardant comme positives les vitesses dans le sens du mouvement avant le choc, on aura

$$V = u-(v-u) = 2u-v, \ (a) \ ; \text{ et } V' = u+(u-v') = 2u-v', \ (b).$$

Et comme (146) $u = \dfrac{mv+m'v'}{m+m'}$, il viendra

$$V = \frac{(m-m')v+2m'v'}{m+m'}, \text{ et } V' = \frac{(m'-m)v'+2mv}{m+m'}.$$

Il résulte de ces formules plusieurs conséquences importantes :

1° Si $m=m'$, on trouve $V=v'$, et $V'=v$: ainsi, dans ce cas, chaque mobile prend la vitesse qu'avait l'autre avant le choc.

2° Les deux formules (a) et (b) donnent $V-V'=v'-v$: ainsi les vitesses relatives des deux corps, avant et après le choc, sont les mêmes, mais de signes contraires.

3° Si la seconde bille était en repos, on aurait $v'=0$, et, par suite,

$$V=\frac{m-m'}{m+m'}v, \text{ et } V'=\frac{2mv}{m+m'};$$

4° Si la seconde bille était en repos, et si les masses étaient égales, on aurait

$$V=0 \text{ et } V'=v.$$

Ces résultats peuvent être vérifiés au moyen de l'appareil fig. 67, en substituant aux masses d'argile humide des boules d'ivoire. Les formules du choc des corps élastiques nous seront utiles dans la théorie du son et dans celle de la lumière.

148. Lorsque plusieurs sphères élastiques égales ont leurs centres placés sur la même ligne droite ou sur le même arc de cercle, si on écarte celle qui est placée à une extrémité et qu'on la fasse arriver sur la série avec une certaine vitesse, celle qui est placée à l'autre extrémité partira avec une vitesse égale, et toutes les autres resteront immobiles. Si on écarte deux boules et qu'elles choquent ensemble la série, les deux boules placées à l'extrémité opposée s'échapperont avec la même vitesse. En général, si un nombre quelconque de sphères viennent ensemble frapper une série de sphères mobiles, elles font partir un égal nombre de sphères placées à l'autre extrémité de la série. Ce phénomène, que l'on peut facilement constater en suspendant des boules à des fils d'égales longueurs et fixés à une même tige horizontale (*fig.* 68), tient uniquement à ce que les boules ne sont jamais en contact immédiat. En effet, si une sphère en mouvement vient en frapper une autre en repos, celle-ci prend toute la vitesse de la première, qui devient immobile : si la seconde sphère en rencontre une troisième en repos, elle lui communiquera de même toute sa vitesse et deviendra de nouveau immobile ; et comme cela aura lieu quels que soient le nombre des sphères et la distance qui les sépare, on conçoit facilement que le choc d'une sphère sur une série de sphères égales et en repos se communique de l'une à l'autre, et, par conséquent, que la dernière seule peut s'échapper. Quand l'on met en mouvement plusieurs sphères à la fois, elles n'agissent que successivement, et, par conséquent, l'effet total est égal à la somme des effets dus à chacune d'elles. Le temps de la communication du mouvement est très petit; il est inappréciable lorsque la série n'est composée que d'un petit nombre de sphères, mais il deviendrait très sensible si ce nombre était considérable.

149. Lorsque des corps sphériques ductiles ou élastiques ne se meuvent pas suivant la ligne des centres, ou que les corps ont une forme quelconque, le choc produit toujours un mouvement de ro-

tation, et les effets sont trop compliqués pour être seulement énoncés.

150. Jusqu'ici nous avons supposé que la force élastique ne se développait qu'après que la pression était complétement anéantie par la répartition uniforme de la vitesse; mais il n'en est point ainsi : la compression n'est jamais instantanée, elle dure toujours un temps plus ou moins long; et comme la force élastique commence à se développer à l'origine même de la compression, il s'ensuit que la force élastique a déjà séparé les corps avant que la pression ait produit tout son effet. On conçoit, d'après cela, que les lois que nous avons établies ne sont applicables qu'à des corps qui se compriment dans un temps très petit, et que les vitesses après le choc différeront d'autant plus de celles qui seraient déduites des lois précédentes que le corps cédera plus lentement à la pression. Ainsi, par exemple, si, dans les dernières expériences, au lieu d'employer des boules d'ivoire, dont la compression se fait presque instantanément, on employait des sphères de gomme élastique, les vitesses après le choc seraient beaucoup plus petites que celles qu'on déduirait de la théorie.

151. *Durée de la communication du mouvement.* La communication du mouvement qui a lieu par le choc n'est jamais instantanée : elle s'effectue pendant tout le temps que dure la compression, temps à la vérité très petit, mais qui ne peut jamais être nul. L'existence d'un certain temps nécessaire pour la communication du mouvement donne l'explication de plusieurs faits assez curieux.

Lorsqu'un projectile lancé avec une certaine force rencontre un corps d'une grande étendue, mais de peu d'épaisseur, si la vitesse du projectile est peu considérable, la pression éprouvée par les parties situées sur le chemin du projectile se transmettra aux parties voisines et le corps sera brisé sur une grande étendue. Mais si la vitesse du mobile est très grande, la pression ne pourra se transmettre qu'à une petite distance, pendant le temps que le projectile traverse le corps, et par conséquent ce dernier ne sera brisé que sur le chemin du projectile. C'est ainsi, par exemple, qu'un boulet de canon à demi-portée traverse un navire en ne faisant qu'une très petite ouverture; tandis que, à une distance plus considérable, sa vitesse étant plus petite, il déchire les flancs du navire sur une surface plus ou moins étendue. C'est ainsi qu'une balle tirée à une petite distance dans une vitre la traverse en ne faisant qu'un trou

circulaire, et la brise en totalité si la distance est assez considérable. C'est par la même raison qu'il arrive souvent que la partie supérieure du fusil d'un fantassin est emportée par un boulet sans qu'il s'en aperçoive, que l'on peut tirer à balle dans une porte ouverte très mobile sans la mettre en mouvement, et qu'il est impossible de lancer un projectile attaché à une corde : car, quelque facilité que celle-ci ait d'ailleurs pour se dérouler, elle se rompt toujours au premier instant, à moins que la force de projection ne soit très faible, comme celle des fusées, par exemple.

152. *Emploi des corps solides pour transmettre ou modifier les forces.* Rarement les forces de la nature et celles que produisent les hommes et les animaux peuvent être employées immédiatement à produire l'effet qu'on désire; il faut presque toujours leur faire subir quelques modifications : tantôt c'est la direction, tantôt c'est la nature du mouvement, qui doit être changée, et presque dans tous les cas il faut augmenter la vitesse ou la masse mise en mouvement. Ces différentes modifications des forces initiales qui sont à notre disposition se font avec des appareils qu'on désigne sous le nom de *machines*.

153. Les machines sont de deux espèces différentes. Dans les unes, le but principal est la transformation de la force motrice; et peu importe que, dans cette transformation, elle éprouve une perte plus ou moins considérable : dans les horloges, par exemple, la force qui produit le mouvement est un poids qui descend ou un ressort qui se détend, et le but réellement essentiel, c'est que le mouvement se transmette à l'appareil de manière que les aiguilles se meuvent uniformément; tels sont aussi un grand nombre d'appareils qu'on désigne sous le nom d'*outils*, que nous mettons au bout de nos doigts pour augmenter notre adresse. La perfection réside uniquement dans la précision des mouvements et dans le mode d'application de la force. Mais il existe beaucoup de machines dans lesquelles il est très important de diminuer le moins possible la force dans sa transformation : telles sont, par exemple, les machines destinées à moudre le blé, à élever les eaux, etc. On conçoit facilement que, quelle que soit la nature du moteur, on doit toujours chercher à produire le plus grand effet dynamique possible. Il ne sera question ici que de cette dernière espèce de machines.

154. Les machines sont, en général, uniquement formées de corps solides. Les corps liquides et les corps gazeux sont cependant quelquefois employés pour communiquer le mouvement. Les ma-

chines employées dans les arts sont extrêmement nombreuses; mais toutes ne sont que des combinaisons d'un très petit nombre de machines élémentaires, telles que le *levier*, la *poulie*, le *treuil*, le *plan incliné* et la *vis*, qui peuvent même se réduire au levier et au plan incliné; de sorte que ces deux dernières sont réellement les seules machines simples élémentaires. Pour bien concevoir les effets des machines, il faut les considérer successivement dans l'état d'équilibre et dans l'état de mouvement.

155. *Equilibre des machines.* Dans toutes les machines, on détermine les conditions d'équilibre, c'est-à-dire le rapport entre la puissance et la résistance, au moyen d'un principe général, qu'on désigne sous le nom de principe des *vitesses virtuelles*, et qui peut s'énoncer ainsi : si à une machine en équilibre on imprime un mouvement très petit, le produit de la puissance par l'espace décrit par son point d'application, projeté sur la direction de cette force, est égal à celui de la résistance par l'espace que parcourt le point auquel elle est appliquée, également projeté sur la direction de cette force. On voit, d'après cela, qu'au moyen de chaque espèce de machine on peut toujours faire équilibre à une force donnée, avec une autre, quelque petite qu'elle soit.

156. *Mouvement des machines.* Lorsqu'une machine est en équilibre, et qu'on lui imprime une vitesse quelconque par une force instantanée, les frottements, qui sont de véritables forces accélératrices, diminuent continuellement la vitesse, et la machine est bientôt ramenée à l'état de repos. Ainsi une machine ne peut avoir un mouvement continu qu'autant que la force qui détermine le mouvement est une force accélératrice sans cesse agissante.

Lorsqu'une force accélératrice agit pour faire mouvoir une machine, la vitesse, d'abord infiniment petite, augmente graduellement pendant un temps ordinairement très court, après lequel le mouvement devient sensiblement uniforme. Pour concevoir la raison de ce fait, il faut remarquer que le moteur, exerçant à l'origine un effort nécessairement plus grand que la résistance, doit faire naître un mouvement qui s'accélère peu à peu; mais alors, cette accélération produisant toujours une diminution dans l'effort du moteur, et une augmentation dans celui de la résistance, le rapport des deux forces s'approche de plus en plus de celui qui convient à leur équilibre dynamique, et finit bientôt par l'atteindre. Quand une machine est parvenue au mouvement uniforme, les pressions

qui proviennent de la force motrice et de la résistance sont dans le même rapport que dans l'état d'équilibre.

Les forces accélératrices généralement employées pour faire mouvoir les machines sont les courants d'eau, le vent, la vapeur, la force des hommes et des animaux. On désigne sous le nom d'*effet dynamique, quantité d'action, quantité de travail,* le produit d'une force ou pression, décomposée dans le sens du mouvement, par le chemin parcouru. On voit, d'après cela, que la puissance dynamique d'un moteur ne peut pas être augmentée au moyen d'une machine, de quelque nature qu'elle soit : car, si la pression de la force motrice s'exerçait en totalité au point où elle est appliquée, et s'il n'y avait point de perte de force ni par le frottement ni par l'ébranlement de la machine, en vertu du principe des vitesses virtuelles, l'effet dynamique du moteur serait transmis intégralement au point de la machine où se trouve appliquée la résistance. Mais, pour tous les moteurs et pour tous les modes possibles de recueillir leur action, il y a toujours une perte dans la transmission, et en outre il y a toujours dans les machines des frottements et des ébranlements qui consomment infructueusement une partie de la force motrice. Ainsi, dans toutes les machines, on ne peut utiliser qu'une certaine fraction de la puissance dynamique du moteur; mais, parmi les différentes dispositions qu'on peut donner à une machine, dans chaque cas particulier, il en est qui sont plus avantageuses les unes que les autres, et que la mécanique apprend à déterminer.

CHAPITRE IV.

CORPS LIQUIDES.

157. Les corps liquides sont, comme nous l'avons déjà dit, des corps dans lesquels les molécules sont douées d'une grande mobilité, peuvent prendre toutes les positions possibles les unes à l'égard des autres, et dont les masses peuvent se mouler dans les vases qui les contiennent, par la seule force qui résulte de leur poids. Dans ces corps, l'attraction réciproque des molécules est en équilibre avec la force élastique de la chaleur; mais les molécules sont à des distances assez considérables relativement à leur diamètre pour

que l'influence de leur figure soit presque nulle, de sorte qu'elles s'attirent sensiblement comme si elles étaient sphériques.

§ Ier. *Porosité.*

158. Puisque dans les corps liquides les molécules sont à distance, il en résulte qu'ils sont poreux : c'est d'ailleurs ce qui résulte de ce que les liquides sont compressibles, comme nous le verrons plus tard, et de ce qu'ils éprouvent une diminution de volume par un abaissement de température. Mais ces pores sont invisibles, et sont uniquement perméables aux corps fluides impondérables.

On peut toutefois démontrer l'existence de la porosité moléculaire des liquides par l'expérience suivante : si dans un tube de verre long de plusieurs pieds, de quelques lignes de diamètre, et fermé par une de ses extrémités, on introduit d'abord de l'acide sulfurique concentré, et ensuite un égal volume d'eau, de manière que ces deux liquides ne remplissent pas exactement la capacité du tube, et si, après avoir fermé la partie supérieure de ce tube en fondant le verre à la lampe d'émailleur, on le renverse à plusieurs reprises pour mêler les deux liquides, on observe : 1° qu'il se développe de la chaleur ; 2° qu'après le refroidissement, le volume de la combinaisen est plus petit que la somme des volumes des deux liquides avant le mélange. Aucun atome de matière n'ayant pu s'échapper, il résulte nécessairement de cette expérience que la diminution de volume provient du rapprochement des molécules, rapprochement qui n'a pu s'effectuer qu'en supposant entre ces molécules des pores qui, avant la combinaison, étaient occupés en partie par le calorique qui s'est dégagé. Une foule d'autres combinaisons chimiques présentent des phénomènes analogues.

§ II. *Densité.*

159. Les corps liquides, de même que les corps solides, sous le même volume renferment des masses inégales, et, par conséquent, des poids inégaux. On détermine la densité des liquides de la même manière que celle des corps solides en comparant le poids du liquide à celui d'un égal volume d'eau. Pour obtenir ces poids on peut employer les différents procédés que nous allons décrire.

160. 1° On pèse successivement, vide et plein d'eau distillée, un flacon fermé avec un bouchon de verre usé à l'émeri, et percé à son centre d'un petit canal afin qu'il puisse toujours s'enfoncer de la même quantité : la différence de poids donne celui du volu-

me d'eau qu'il renferme. On le pèse de nouveau plein du liquide dont on veut déterminer la pesanteur spécifique, et la différence entre ce poids et celui du flacon vide donne celui du liquide. Or, dans chacune de ces opérations, le flacon ayant été exactement rempli, et le bouchon de verre s'enfonçant toujours de la même quantité, le volume d'eau est le même que celui du liquide : par conséquent, en divisant le poids de ce dernier par celui de l'eau, on obtiendra le poids spécifique cherché. Il est évident que, lorsqu'on remplace l'eau par le liquide dont on cherche la densité, le flacon doit être égoutté, et qu'il doit être séché et bien essuyé, lorsque, après avoir été rempli exactement, on a placé le bouchon. Pour employer facilement la méthode de la double pesée dans ces diverses opérations, il faut commencer par équilibrer avec du sable ou tout autre corps le flacon renfermant le liquide le plus pesant. Alors, en remettant dans le plateau le flacon vide, les poids qu'il faut ajouter représentent exactement le poids du liquide. En répétant l'opération avec l'autre liquide, la différence des poids qui produisent l'équilibre quand le flacon est vide et plein est évidemment le poids du deuxième liquide. On pourrait également se servir d'un flacon dont les bords supérieurs de l'orifice seraient usés à l'émeri, et que l'on fermerait avec un disque de verre. Lorsque l'opération doit être faite avec une grande précision, il faut tenir compte de la perte de poids occasionnée par la présence de l'air, et ramener les résultats à ce qu'ils auraient été, si la température de l'eau eût été de 4° et celle du liquide 0°; la même observation a lieu pour toutes les autres méthodes.

Pour faire la correction due à l'air, désignons par V le volume intérieur du vase, par P le poids de l'eau renfermée dans le vase et par P' celui du liquide, par D la densité cherchée, et par δ celle de l'air, on aura :

$$P = V(1-\delta) \text{ et } P' = V(D-\delta); \text{ d'où } D = \frac{P' + \delta(P-P')}{P}$$

161. 2° On suspend un corps au dessous d'une des coupes d'une balance par un fil très fin, et on établit l'équilibre en mettant du sable dans l'autre. Ensuite on fait plonger le corps successivement dans l'eau et dans le liquide dont on veut obtenir la densité. Les poids qu'il faut placer dans la coupe qui se trouve au dessus du corps pour rétablir l'équilibre représentent les poids d'un volume d'eau et du liquide égal au volume du corps : ainsi, en divisant le second poids par le premier, on aura la densité cherchée.

En conservant les mêmes notations que précédemment, la formule pour la correction de l'air sera la même.

162. 3° On pourrait aussi déterminer le poids d'un égal volume de différents liqnides en pesant le vase renfermant le liquide, et y plongeant un même corps qu'on y tiendrait suspendu. En effet, lorsqu'un vase renfermant de l'eau est en équilibre dans le plateau d'une balance, et qu'on plonge dans le liquide un corps solide soutenu par une tige que l'on tient à la main, ou qui est fixée sur un pied (*fig.* 69), quoique le corps n'appuie point contre les parois du vase et qu'il soit soutenu, le poids du vase augmente du poids d'un volume d'eau égal à celui du corps plongé : car le fil qui soutenait le poids total du corps avant l'immersion ne soutient plus que la différence entre ce poids et celui d'un égal volume d'eau quand il est plongé dans l'eau, le liquide soutient le reste du poids ; ainsi tout se passe comme si l'espace occupé par le corps était occupé par de l'eau : donc le poids total du vase doit être augmenté du poids du fluide déplacé.

163. 4° On peut encore déterminer les densités des liquides au moyen de l'appareil fig. 70. Il est formé d'un vase A fermé de toute part, lesté par un poids B, et surmonté d'une tige déliée terminée par une capsule C. Pour se servir de cet instrument, on le plonge dans l'eau, et on met des poids dans la capsule supérieure, de manière que l'instrument s'enfonce jusqu'au point f marqué sur la tige. En désignant par P le poids de l'instrument, par p le poids additionnel, $P+p$ représente le poids d'un volume d'eau égal au volume de l'instrument jusqu'au point f. En désignant par p' le poids additionnel nécessaire pour effectuer l'affleurement dans le liquide dont on veut déterminer la densité, il est évident que la densité cherchée s'obtiendra en divisant $P+p'$ par $P+p$. Cet instrument a été imaginé par Fahrenheit. Plus tard Nicholson y fit une modification qui le rend propre à déterminer la densité des corps solides : nous en avons parlé (105). On peut le construire en fer-blanc ou en cuivre quand il est destiné à mesurer la densité de liquides qui n'agissent point sur ces corps ; on peut aussi le construire en verre : alors il peut servir pour tous les liquides connus, excepté pourtant pour l'acide fluorique. Il est évident que cet instrument est d'autant plus sensible que la tige est plus déliée.

164. On se sert souvent dans le commerce, pour reconnaître les différences de densités des corps, de petits instruments qu'on désigne sous le nom d'*aréomètres* ou *pèse-liqueurs*. Les aréomètres sont ordinairement en verre; ils sont composés d'une tige cylindrique AB (*fig.* 71 et 72), terminée par un renflement et par une boule M conte-

nant du plomb ou du mercure destiné à lester l'appareil; le cylindre *AB* renferme une échelle divisée. Lorsque cet instrument est plongé dans un liquide, il se tient vertical, et s'enfonce d'autant plus que le liquide est plus léger, car il tend à descendre avec une force égale à son poids et à monter avec une force égale à celui du volume de liquide déplacé : par conséquent, pour que cette dernière force fasse équilibre à la première, qui est constante, le volume de fluide déplacé devra être d'autant plus grand que ce fluide sera moins dense. Tous les instruments qu'on emploie dans le commerce indiquent seulement qu'un liquide est plus ou moins dense qu'un autre, mais ne donnent point leur pesanteur spécifique. Les nombres tracés sur l'échelle n'ont aucun rapport entre eux : car on détermine le zéro ou une division quelconque en plongeant l'instrument dans l'eau distillée, et un degré convenu en le plongeant dans un mélange d'eau et de sel; après quoi on divise l'intervalle en parties égales. Par exemple, pour les aréomètres à alcool de Baumé, le 10ᵉ degré est déterminé par l'immersion de l'instrument dans de l'eau distillée, et le zéro dans une dissolution de sel marin composée de 90 parties d'eau et de 10 de sel; l'intervalle se divise en 10 parties égales, et, la longueur d'un degré étant déterminée par cette opération, on la porte en dessus et en dessous pour étendre l'échelle. Dans le pèse-sel de Beaumé, le zéro est déterminé par l'eau distillée, et le 15ᵉ degré par une dissolution formée de 85 parties d'eau et de 15 de sel marin. Nous allons exposer la méthode qu'on devrait employer dans la construction de ces instruments pour qu'ils indiquassent du moins approximativement la densité des liquides dans lesquels ils seraient immergés.

Supposons qu'on ait pris un tube *AB* (*fig.* 73) parfaitement cylindrique, fermé à ses deux extrémités et lesté de manière qu'il se tienne vertical dans le liquide le plus léger; soit *O* le point d'affleurement de l'instrument plongé dans l'eau distillée; divisons l'intervalle *BO* en 100 parties égales, et continuons la division jusqu'au point *A*. Si alors on plonge l'instrument dans un liquide quelconque et que le point d'affleurement soit au 125ᵉ degré, il en résulte évidemment qu'un volume d'eau égal à 100 pèse autant qu'un volume de liquide égal à 125, et que ce poids est égal à celui de l'instrument. Or, comme à poids égaux les densités sont en raison inverse des volumes, la densité du liquide sera $\frac{100}{125} = 0,80$.

165. L'instrument, tel que nous venons de le décrire serait, très

embarrassant à cause de sa grande longueur; il est plus avantageux de se servir d'instruments disposés comme les aréomètres du commerce. Mais on ne peut plus faire usage du même système de graduation de l'échelle. On peut alors employer les méthodes suivantes.

On leste l'instrument (*fig.* 74) de manière qu'étant plongé dans l'eau distillée, le point d'affleurement soit en *a* au point le plus bas de la tige, si l'instrument est destiné à mesurer des densités plus petites que celle de l'eau, ou au point le plus élevé (*fig.* 75), si l'instrument est destiné à des liquides plus denses. Ensuite on plonge l'instrument dans un liquide dont la densité soit bien connue. Supposons que le point d'affleurement soit en *b*: le rapport des volumes de l'instrument jusqu'au point *a* et jusqu'au point *b* sera en raison inverse des densités des deux liquides. On en déduira facilement le rapport du volume du cylindre *ab* au volume de l'instrument jusqu'en *a*; et par conséquent, si on représente ce dernier volume par 100, on saura combien de centièmes de ce volume se trouvent compris dans le cylindre *ab* : on pourra alors diviser la tige *ab* en centièmes du volume de l'instrument jusqu'au point d'affleurement dans l'eau distillée.

Soit D la densité de l'eau, D' celle du liquide, V le volume déplacé par l'eau, V' celui déplacé par l'autre liquide : nous aurons

$$\frac{D}{D'} = \frac{V'}{V} \text{ et } \frac{V'-V}{V} = \frac{D-D'}{D}.$$

166. Les instruments que nous venons de décrire sont connus sous le nom de *volumètres;* ils donnent les volumes du même poids, et non directement les densités. Comme dans les arts il est souvent utile d'avoir des instruments qui donnent directement les densités, on pourrait écrire sur l'échelle divisée en volumes égaux les densités correspondantes. On pourrait aussi diviser l'échelle de manière à obtenir des densités croissant par centièmes ou par millièmes : alors les degrés ne seraient pas égaux.

Si on voulait diviser l'échelle de manière à obtenir les divisions correspondante à des densités croissant successivement d'une même fraction, en désignant par V le volume de l'instrument qui plonge dans l'eau distillée, par v le volume de l'instrument submergé dans un liquide dont la densité est d, on aurait la proportion

$$V : v :: d : 1\text{; d'où } v = \frac{V}{d}.$$

En donnant successivement à d différentes valeurs, on aurait les points de l'échelle, divisée en volumes égaux, qui correspondent à ces densités.

167. Indépendamment de ces instruments, qui peuvent être d'un

usage général, il est souvent utile, dans les arts, d'avoir des aréomètres particuliers dont les échelles donnent directement la proportion des mélanges qui se trouvent dans certains liquides. Ainsi, dans les fabrications des différents sels, il est très important d'avoir des instruments qui indiquent de suite les quantités d'eau et de sels qui se trouvent dans le liquide où l'on plonge l'instrument ; il en est de même des mélanges d'eau et d'alcool. M. Gay-Lussac a construit des instruments de ce genre, au moyen desquels on parvient très facilement à trouver les quantités d'eau et d'alcool pur que renferment les eaux-de-vie : ces instruments portent le nom d'*alcoomètre*. Les instruments dont il est question ne peuvent être construits qu'en déterminant successivement les différents points de l'échelle par des mélanges dont les proportions sont connues d'avance. Mais quand on a construit un seul appareil avec beaucoup de soin, on peut tracer les échelles de tous les autres avec une grande facilité, lorsque l'on en connaît seulement deux points. En effet, toutes les échelles doivent être semblables; par conséquent, si *AB* (*fig.* 76) est une des échelles, et si, par un point quelconque, on mène des lignes à toutes les divisions, toutes les lignes parallèles à *AB* seront des échelles semblables. Par conséquent il suffit de trouver celle qui correspond à l'instrument que l'on veut graduer ; or, il est évident qu'il suffit pour cela d'avoir deux points de cette échelle.

Il faut bien se souvenir que, dans les différentes méthodes que nous venons d'indiquer pour déterminer les densités des corps liquides, ces corps ne pouvant être à 0°, ainsi que l'eau à la température de 4°, tous les nombres obtenus par ces méthodes doivent être corrigés de l'influence de la température; mais nous n'examinerons la manière de faire ces corrections qu'après avoir étudié les lois de la dilatation.

Tableau de la densité d'un certain nombre de liquides.

Acide sulfurique.	1,8409
Acide nitreux.	1,550
Eau de la mer Morte.	1,2403
Acide nitrique	1,2175
Eau de la mer.	1,0263
Lait.	1,03
Eau distillée.	1,0000
Vin de Bordeaux	0,9939
Vin de Bourgogne.	0,9915
Huile d'olive.	0,9153

Suite du tableau.

Ether muriatique.	0,874
Huile essentielle de térébenthine.	0,8697
Bitume liquide, dit naphte.	0,8475
Alcool absolu.	0,792
Ether sulfurique.	0,7155

168. *Détermination du volume d'un vase.* On peut facilement déterminer le volume d'un vase en le pesant successivement vide et plein d'eau; la différence de poids est celui de l'eau qu'il renferme, et comme un centimètre cube d'eau à 4° pèse 1 gramme, si l'opération se fait à cette température, la différence de poids estimée en grammes donnera la capacité du vase en centimètres cubes. Mais comme les opérations pourraient difficilement avoir lieu à cette température, et qu'il y a en outre, comme dans toutes les expériences faites avec les balances, une erreur provenant de ce que les pesées se font dans l'air, il faudra, quand on voudra atteindre une grande précision, effectuer les corrections nécessaires.

§ III. *Phénomènes qui résultent de la stabilité d'équilibre des molécules des corps liquides.*

169. *Compression des liquides.* Par les mêmes raisons que nous avons données (115) pour les corps solides, on conçoit que les liquides sont compressibles; mais comme les variations de volumes qu'ils peuvent éprouver sont très petites, et qu'elles ne peuvent se manifester que sous des forces très puissantes, il faut des instruments très délicats pour les constater et les mesurer.

A la fin du dix-septième siècle, les académiciens d'El-Cimento firent des expériences nombreuses pour constater la diminution de volume des liquides par la compression. Ils employèrent d'abord un tube recourbé *abcd*, terminé par deux boules *A* et *B* (*fig.* 77): la première était pleine d'eau, ainsi qu'une partie du tube *ab;* l'autre n'était remplie que jusqu'à l'origine du tube. Après avoir placé la boule *A* dans la glace fondante, ils échauffèrent la boule *B :* ce liquide, en se dilatant, comprimait la colonne d'air qui séparait les deux liquides, et cette pression se transmettait au liquide de la branche *ab*. Ils parvinrent ainsi à produire une pression très forte;

cependant ils n'observèrent aucune diminution appréciable dans le niveau *m* de l'eau dans le tube *ab*. Cet effet provenait probablement de ce qu'une partie des vapeurs qui se formaient dans le tube échauffé se condensaient dans le tube *ab*, et augmentaient la hauteur du liquide à mesure que la compression tendait à la diminuer. Il ne furent pas plus heureux en comprimant de l'eau dans un tube droit par une colonne de mercure de 24 pieds de hauteur. Ce fut alors qu'ils remplirent d'eau une sphère d'argent exactement fermée, et qu'en la comprimant pour en diminuer le volume ils virent l'eau suinter à travers ses parois. D'après ces expériences, on admit que la compressibilité de l'eau, si toutefois elle existait, ne pouvait être constatée par l'expérience.

170. Cette opinion fut admise jusqu'en 1761, époque à laquelle John Canton reprit cette question importante, constata la compressibilité de l'eau, et en mesura la quantité. D'après ces expériences, la compression de l'eau pour chaque atmosphère était de 0,000044 de son volume. L'appareil employé par Canton consistait en un tube de verre ayant la forme d'un thermomètre ; la tige était divisée en parties d'égale capacité, dont le volume était connu relativement à celui de la boule. L'appareil, plein d'eau, était placé dans un récipient plein d'air, dont on augmentait ou on diminuait à volonté la force élastique. La boule et une partie du tube étaient plongées dans un vase plein d'eau pour absorber la chaleur que la compression pouvait dégager. Cet appareil fut depuis perfectionné par M. Œrsted ; nous le décrirons plus loin. La première experience de Canton consistait à prendre un tube de verre très capillaire terminé par un réservoir d'un grand volume ; il remplissait d'eau le réservoir et une partie du tube, et fermait le tube lorsque par la chaleur le liquide le remplissait entièrement : en brisant l'extrémité du tube quand le liquide était refroidi, le niveau du liquide dans le tube descendait. Canton attribuait cet effet à la pression de l'air qui rentrait dans le tube ; mais on pouvait penser qu'il était produit par l'expension du vase : car, si on fait le vide autour du réservoir, le niveau du liquide dans le tube s'abaisse (115). Pour éviter cette objection, Canton plaça l'appareil sous le récipient de la machine pneumatique, le tube étant ouvert. Il reconnut qu'en faisant le vide, le liquide augmentait de volume, et qu'il diminuait en faisant rentrer l'air. Dans ces dernières expériences, il n'y avait pas d'extension ou de contraction du vase, provenant de l'inégalité des pressions intérieures ou exterieures ; mais il y avait encore un effet dont Canton

ne se doutait pas : c'est la variation de volume du réservoir par suite de celle de la pression, variation qui, ainsi que nous le verrons, est égale à celle qu'éprouverait une masse de verre ayant pour volume le volume intérieur du vase. Ainsi le volume du réservoir variait en sens contraire de la pression; et comme le résultat de ces variations est en sens contraire de l'effet observé par Canton, il s'ensuit évidemment que cet effet était dû à la compression du liquide diminué de la variation de volume du réservoir.

171. En 1819, M. Perkins fit de nouvelles expériences sur la compressibilité de l'eau au moyen de l'appareil fig. 78, qu'il désigna sous le nom de *piézomètre*. *ABC* est un cylindre de 3 pouces de diamètre sur 18 de longueur. L'extrémité *B* est hermétiquement fermée; l'autre extrémité *AC* reçoit un bouchon métallique *D*, fermant à vis. La tige cylindrique *EF*, de 5/16 de pouce, traverse une boîte à cuir *G*; un anneau mobile *a* se trouve placé au dessus de la boîte, et frotte assez contre la tige pour qu'en le soulevant il y reste adhérent au même point. Après avoir rempli cet appareil d'eau, M. Perkins le plaçait dans un canon de fonte disposé verticalement, sans lumière, et dont l'embouchure été fermée par un bouchon à vis, sur lequel étaient placées une pompe foulante, et une soupape destinée à mesurer la pression; la charge de la soupape était équivalente à 100 atmosphères. Après avoir comprimé l'eau jusqu'à ce que la soupape fût soulevée, on releva le piézomètre, et on reconnut que l'anneau mobile s'était élevé à 8 pouces : la tige avait donc pénétré dans le cylindre de cette quantité, ce qui indiquait une diminution de volume d'environ 0,000026 par chaque atmosphère. Cette expérience fut répétée en plongeant l'appareil dans la mer à une profondeur de 915 mètres, d'où il résultait une pression de 100 atmosphères environ : l'anneau s'éleva encore de 8 pouces. Comme, dans ces expériences, le frottement produit sur le plongeur par l'affaissement du cuir pouvait avoir de l'influence, M. Perkins disposa l'appareil d'une autre manière : il prit un petit tube parfaitement imperméable à l'eau; il introduisit le liquide par un petit orifice fermé par une soupape très sensible, fermant de dedans en dehors; il fut pesé exactement, et placé dans de l'eau soumise à une pression connue; après il fut retiré et pesé : l'augmentation de poids représentait le poids de l'eau que la pression avait introduite dans l'appareil et que la soupape empêchait de sortir, et par conséquent son volume la compression apparente du liquide. Sous une pression de 36 atmosphères, l'augmentation

de poids a été telle que pour chaque atmosphère il en résulte une compression de 0,000048.

172. En 1823, M. Œrsted fit de nouvelles expériences en se servant d'une disposition analogue à celle que Canton avait employée. L'appareil de M. Œrsted est représenté fig. 79. *ABCD* est la section verticale d'un cylindre de verre fermé en *AB* par une monture de cuivre, dans laquelle entre à vis le corps de pompe *EFGH*; *IK* est une vis qui sert à enfoncer et à élever le piston *m*; *vs* est un tube destiné à introduire l'eau dans le corps de pompe après que le cylindre a d'abord été rempli; *t* est un robinet qui ferme ce tuyau. L'ouverture latérale *u* du corps de pompe permet à l'air de sortir pendant que l'eau entre par le tuyau *vs*; mais aussitôt que le piston descend, il ferme cette ouverture. *ab* est un vase de verre terminé par un tuyau capillaire *cd*: c'est dans cet appareil qu'on place le liquide dont on veut mesurer la compression. Le tube *cd* est divisé en parties d'égale capacité, dont le rapport du volume à celui du réservoir est connu. *ef* est un tuyau calibré ouvert par le bas, et renfermant de l'air qui, par sa diminution de volume, sert à mesurer la compression communiquée à l'eau. *i* est un petit morceau de liége fixé par deux fils de soie à la monture de laiton: il est destiné à retirer l'appareil du cylindre quand cela devient nécessaire. Avant d'introduire le piézomètre *abc* dans l'appareil, on le remplit du liquide que l'on veut comprimer, et on met dans l'entonnoir qui termine le tube une bulle de mercure qui sert d'index. Au moyen de cet appareil, M. Œrsted a trouvé que la compression de l'eau purgée d'air était de 0,000045 pour chaque atmosphère.

173. Dans les expériences que nous venons de rapporter, Canton n'avait opéré que sous des pressions qui n'excédaient pas trois atmosphères, et M. Œrsted six atmosphères et demie. M. Perkins avait opéré sous de très fortes pressions; mais la méthode employée pour mesurer ces pressions n'était pas susceptible d'une grande exactitude; d'ailleurs toutes ces expériences n'avaient eu lieu que sur l'eau, et aucun des observateurs n'avait tenu compte de la compression des vases. Ainsi il restait à déterminer d'abord la loi de compression des liquides en faisant varier les pressions entre des limites fort étendues, et en opérant sur des liquides différents; ensuite la valeur absolue de la compression pour chacun d'eux, en évitant les différentes causes d'erreurs qui peuvent se présenter, ou en déterminant leur influence sur les résultats obtenus. C'est ce

qu'ont fait MM. Colladon et Sturm dans leur mémoire couronné par l'Académie des sciences en 1827. C'est de ce mémoire que nous extrairons ce qui suit.

Le liquide qui devait être soumis à l'observation était renfermé dans un appareil semblable à celui de la figure 79; mais l'extrémité inférieure du réservoir *ab* était ouverte, afin qu'on pût introduire le liquide dans l'instrument sans employer l'action de la chaleur; cette ouverture se fermait après. Canton et M. Œrsted s'étaient servis d'un index de mercure; mais ce moyen a beaucoup d'inconvénients, à cause de la difficulté que le mercure éprouve à se mouvoir dans des tubes très capillaires, et parce qu'il existe des liquides qui divisent la bulle de mercure. Cet index fut remplacé par une bulle d'air, ou par une bulle de carbure de soufre lorsque les expériences étaient faites sur des corps qui attirent l'humidité de l'air, comme l'acide sulfurique et l'acide nitrique. L'instrument se plaçait dans un gros tube de verre de 12 décimètres et fort épais, muni d'une virole en cuivre sur laquelle on vissait une pompe foulante. A côté du piézomètre se trouvait un thermomètre. L'extrémité fermée du cylindre de verre et la boule du thermomètre étaient renfermées dans une caisse en tôle de 50 décimètres cubes, et pleine d'eau, afin d'absorber la petite quantité de chaleur qui se développe par la compression. Dans les premières expériences, la pression s'estimait à l'aide d'un tube de $12^m,3$, dont l'extrémité inférieure plongeait dans une caisse pleine de mercure, qui communiquait avec le réservoir qui contenait le piézomètre. Mais cette disposition fut ensuite remplacée par un manomètre à air.

Avant de donner les résultats auxquels MM. Colladon et Sturm sont parvenus, il est nécessaire de faire connaître une correction importante que doit subir la contraction observée : c'est celle qui résulte de la compression du verre.

174. Dans les expérience dont il s'agit, le verre est pressé intérieurement et extérieurement avec des forces égales : il semblerait d'après cela que le volume intérieur doit augmenter d'une partie de la diminution d'épaisseur qu'éprouve la lame de verre qui forme le vase. Mais il n'en est pas ainsi : le volume intérieur du vase éprouve la même diminution de volume qu'une masse compacte de verre ayant le même volume, la même forme, et soumis à la même pression. En effet, si le vase était exactement rempli par une masse de verre, la couche extérieure de cette masse qui serait immédiatement en contact avec la surface intérieure du vase devrait, par sa

réaction, exercer une pression parfaitement égale à celle qui est produite dans le vase creux par la pression du liquide. Par conséquent une masse solide, pressée en dehors par une force quelconque, éprouve la même diminution de volume qu'un vase creux de même forme pressé en dedans et en dehors par la même force. MM. Colladon et Sturm ont mesuré avec beaucoup de précision l'allongement d'une tige cylindrique de verre sous des tensions connues, et, par suite, ils ont déterminé la correction que la contraction apparente devait éprouver. Il résulte de leur expérience que la diminution de volume, pour une atmosphère, est de 33 dix-millionièmes du volume primitif. Cette contraction devra évidemment être ajoutée à la contraction apparente du liquide pour donner la contraction telle qu'elle serait dans un vase incompressible.

175. Lorsqu'une pression s'exerce sur toute la surface d'un corps homogène de forme quelconque, et produit une contraction linéaire δ, la même compression, appliquée seulement aux extrémités d'un cylindre de la même matière, dont le rayon est très petit et la surface latérale entièrement libre, produira une contraction double ou égale à 2δ dans le sens de la longueur (M. Poisson). MM. Colladon et Sturm ont pris pour la contraction cubique du verre le triple de la contraction linéaire : ils auraient dû prendre seulement les 3/2 ; mais, cette erreur étant très petite, nous l'avons laissée subsister dans le tableau qui suit.

176. D'après les résultats des expériences faites de 1 à 24 atmosphères, la contraction pour un même accroissement de pression diminue sensiblement à mesure que la pression est plus grande. Le tableau suivant donne la valeur absolue de ces contractions pour une atmosphère.

Contraction absolue pour une atmosphère.

Mercure à 0°.	5,03 millionièmes.
Eau distillée privée d'air à 0°.	51,3
Eau distillée non privée d'air à 0°.	49,5
Alcool à 11°6 (pour la 2ᵉ).	96,2
Id. (pour la 9ᵉ).	93,5
Id. (pour la 21ᵉ).	89,0
Ether sulfurique à 0°, de 1 à 3.	133,0
Ibid. de 3 à 24.	122,0
Ether sulfurique à 11°,4, de 1 à 3.	150,0
Id. de 3 à 24. . . .	141,0
Eau saturée d'ammoniaque à 10°.	38,0
Ether nitrique concentré à 0°.	71,5
Ether acétique à 12°.	79,3
Ibid.	71,3
Ether hydro-chlorique, à 11°,2, de 1 à 3. .	85,9
Id. de 6 à 12. .	82,25
Acide acétique à 0°.	42,2
Acide sulfurique à 0°.	32,0
Acide nitrique à 2,403 de densité	32,2
Essence de térébenthine à 0°.	73,0

177. *Élasticité.* Les liquides étant compressibles, il en résulte qu'ils doivent être élastiques. Nous verrons plus tard, en effet, que c'est à leur élasticité que les liquides doivent la propriété de propager les sons. Mais indépendamment de l'élasticité due à leur compressibilité, les liquides sont quelquefois élastiques par la stabilité de la forme qu'ils affectent : par exemple, lorsqu'un liquide est répandu sur un corps qu'il ne peut pas mouiller, il se met en petites masses sensiblement sphériques, et d'autant plus qu'elles sont moins volumineuses ; si ces globules viennent frapper un corps, ils s'aplatissent, et le retour à leur forme primitive les fait rejaillir avec une force plus ou moins considérable. C'est ce qu'on peut facilement observer sur des globules de mercure qu'on agite dans un vase de verre, sur des bulles d'eau couvertes de poussière, etc.

178. *Viscosité.* Dans les corps liquides, les molécules ne s'attirent pas exactement comme si elles étaient sphériques : par conséquent, pour se mouvoir les unes autour des autres, elles éprouvent une certaine résistance. C'est ce défaut de mobilité parfaite qu'on désigne sous le nom de viscosité.

179. *Cohésion.* Les molécules des corps liquides étant en équilibre stable, relativement à la distance de leurs centres de gravité, il en résulte qu'il faut toujours employer une force plus ou moins considérable pour faire varier cette distance. Nous avons déjà reconnu en effet que, pour comprimer les corps liquides, et, par conséquent, pour diminuer la distance des molécules, il fallait employer des forces très puissantes ; on peut aussi démontrer qu'elles résistent aux forces qui tendent à les séparer. C'est à cette résistance, qui ne se développe qu'à mesure qu'on éloigne les molécules, qu'on doit donner le nom de cohésion.

On peut rendre sensible la cohésion des liquides par l'expérience suivante. Si à la partie inférieure d'un plateau de balance on suspend horizontalement des disques de différente nature, et qu'après avoir établi l'équilibre, on applique ces disques sur la surface d'un liquide quelconque, on observe que pour séparer ces disques du liquide il faut employer une certaine force qu'on peut facilement mesurer par des poids qu'on place dans le plateau opposé. Or, lorsque la matière du disque ne peut pas être mouillée par le liquide, si, par exemple, le disque est de verre et le liquide de mercure, c'est le disque qui se sépare du liquide, et la force employée pour cela mesure l'adhérence de ces deux substances ; mais si le disque peut être mouillé, après sa séparation il est encore couvert d'une

couche de liquide, et c'est réellement cette couche liquide qui s'est séparée de la surface du bain : aussi on remarque que la force nécessaire pour séparer le disque est la même, quelle que soit la substance dont il est formé, pourvu qu'elle puisse être mouillée et que l'étendue de sa surface ne change pas. La force employée dans ce cas peut donc servir à mesurer la cohésion du liquide. Dans les expériences faites par M. Gay Lussac à 8°, le disque avait 118mm,366 de diamètre; les poids pour produire la séparation avec l'eau, l'alcool à 0,8196 et 0,9415 et l'essence de térébenthine, ont été 59g,40, 31g,08, 37,g15 et 34g,10. Quand le disque ne peut pas être mouillé l'expérience est difficile à faire : le poids semble varier avec le temps qu'on met à l'augmenter. Avec le mercure le disque précédent en cuivre jaune a exigé de 158 à 296 grammes, suivant la manière de charger le plateau.

On admet que ces poids, qui sont toujours beaucoup plus petits que la pression de l'air sur l'étendue des surfaces en contact, mesurent l'adhérence de la plaque et du liquide; mais par cela seul que la pression de l'air ne s'oppose pas à la séparation des deux corps, il faut qu'il existe entre eux une lame d'air très mince qui transmette la pression sur chacune des deux surfaces en regard. Alors cette lame d'air s'oppose au contact réel, et par conséquent l'effet nécessaire pour séparer les deux corps n'est qu'une fraction très petite de l'adhérence qui se manifesterait si le contact était immédiat.

§ IV. *Equilibre des corps liquides.*

180. *Principes sur lesquels sont fondées les lois de l'équilibre des liquides.* Dans la recherche des lois de l'équilibre des corps liquides, on admet : 1° que ces corps sont incompressibles ; 2° que leurs molécules sont douées d'une mobilité parfaite ; 3° qu'ils communiquent également dans tous les sens la pression qu'on exerce en un point quelconque de leur surface.

D'après ce que nous avons vu (172), les liquides sont réellement compressibles ; mais comme ils ne le sont que fort peu, même lorsqu'ils sont soumis à des forces considérables, on peut presque toujours les regarder comme absolument incompressibles. La mobilité extrême qu'on admet dans les liquides est encore une propriété dont ils ne jouissent jamais d'une manière absolue, car tous sont plus ou moins visqueux ; mais comme il est impossible d'avoir égard à cette viscosité, on la regarde comme nulle. Quant à la propriété

de communiquer également la pression dans tous les sens, c'est un résultat de l'observation que nous avons déjà admis implicitement en parlant de la compressibilité, mais sur lequel nous devons revenir, car il est important d'en bien comprendre la nature. Pour cela considérons une masse liquide sans pesanteur, renfermée dans un vase de forme quelconque (*fig.* 80); supposons que sur différentes faces on ait pratiqué des ouvertures, et que dans chacune de ces ouvertures on ait placé un piston. En appliquant une force quelconque, dirigée de dehors en dedans, à un des pistons, le liquide transmettra cette force en sens contraire et en totalité sur toute la face intérieure des autres pistons, de sorte que, si les pistons avaient des surfaces égales, et qu'on leur appliquât des forces égales, toutes ces forces, par l'intermédiaire du liquide, se feraient mutuellement équilibre.

On peut mettre en évidence la propriété des liquides dont il est question au moyen de l'expérience suivante. Un cylindre AB (*fig.* 81), dans lequel se meut le piston M, est terminé par une sphère C, garnie d'un grand nombre de petits tuyaux perpendiculaires à sa surface; en plongeant l'extrémité A dans un liquide quelconque et élevant le piston, le liquide s'introduit dans le cylindre, et en pressant le piston, le liquide jaillit suivant toutes les directions des tuyaux : par conséquent, la pression appliquée immédiatement par le piston à la surface du liquide se transmet dans toutes les directions.

181. *Equilibre d'une masse liquide qui n'est soumise à aucune action étrangère.* Considérons une masse liquide entièrement dépourvue de viscosité et seulement soumise à l'action de ses molécules. Ces dernières jouissant d'une mobilité absolue, et s'attirant comme si elles étaient sphériques, la masse prendra elle-même la forme sphérique : car il n'y a pas de raison pour que la figure que prendra la masse soit disposée d'une certaine manière, dans un sens plutôt que dans un autre, et il n'y a que la forme sphérique qui satisfasse à cette condition de symétrie dans tous les sens. Mais lorsque le liquide est visqueux, cette viscosité diminue la mobilité des molécules, et l'équilibre devient possible sous des formes d'autant plus différentes de la sphère que la viscosité est plus grande.

On peut reconnaître, par l'expérience, cette tendance des liquides à prendre la forme sphérique. En effet, à la surface de la terre, la forme que prend une masse liquide résulte de l'action réciproque de ses parties et de la pesanteur; or, à mesure que la masse diminue, la pesanteur, diminuant dans le même rapport, doit avoir une influence décroissante, et, par conséquent, la masse doit prendre

une forme toujours plus voisine de celle qu'elle aurait si elle était complétement soustraite à l'attraction terrestre. Or, tous les liquides placés sur des corps qu'ils ne peuvent pas mouiller, le mercure sur le verre, l'eau sur un corps gras, etc., tendent à prendre la forme sphérique d'autant plus exactement que leur masse est plus petite.

182. Lorsqu'une masse sphérique liquide tourne autour d'un axe passant par son centre, tous les points de sa surface faisant leur révolution dans le même temps, il en résulte que la force centrifuge est à son maximum à l'équateur, d'où elle va en décroissant jusqu'aux pôles, où elle est nulle (37). Or, la force centrifuge à l'équateur étant opposée à la pression que les molécules y éprouvent, la diminue d'autant : par conséquent, la pression restante ne pourra plus faire équilibre à celle des pôles, qui n'est point altérée par la rotation. Alors il arrivera nécessairement que la masse sphérique s'aplatira jusqu'à ce que l'augmentation de pression à l'équateur due à l'accumulation de la matière compense la force centrifuge. Nous pouvons rendre cette conclusion plus évidente au moyen du principe suivant, dont nous ferons souvent usage. Toutes les fois qu'un système de corps est en équilibre, on peut toujours, sans le troubler, supposer qu'un certain nombre de ces corps soient fixés invariablement ou liés entre eux d'une manière quelconque. Ainsi, dans une masse liquide, on peut toujours, sans que l'équilibre soit dérangé, supposer qu'une partie quelconque soit solidifiée ; la masse restée liquide sera en équilibre contre les parois infiniment résistantes de la masse solidifiée, comme elle l'était avant contre cette matière à l'état liquide : car la réaction de la masse solide sera exactement égale à la pression que le liquide exercera sur elle ; par conséquent, elle agira dans l'équilibre de la matière restée fluide, de la même manière qu'avant sa solidification. D'après cela, imaginons dans l'intérieur de la sphère liquide un canal à paroi solide *abc* (*fig* 82), dirigé d'abord suivant un rayon de l'équateur, et qui au centre se relève à angle droit pour aller aboutir à un des pôles. Le fluide renfermé dans ce canal devra être en équilibre ; mais pour cela il faut que les pressions exercées au centre soient égales : or, ces pressions, étant dues à l'attraction des molécules vers le centre, croîtront avec la longueur des colonnes liquides. Tant que la masse restera en repos, ces colonnes devront avoir la même longueur ; mais si on suppose la masse sphérique en mouvement autour de *cd*, la force centrifuge diminuera la pression au point *a* sans altérer

la pression au point *c*; par conséquent, la colonne liquide qui aboutit au pôle descendra, et celle de l'équateur s'allongera jusqu'à ce que la différence de longueur compense la force centrifuge. Il est facile de voir qu'il en sera de même de tous les autres points $a'\,a''$..., qui tous devront aussi s'écarter de l'axe, mais d'autant moins qu'ils en sont moins éloignés, et que la masse sphérique devra prendre la forme aplatie indiquée par la figure.

183. En supposant que la terre ait été originairement liquide, son aplatissement serait une conséquence nécessaire de sa rotation. En calculant l'aplatissement qu'elle aurait dû éprouver d'après sa vitesse de rotation, Newton a trouvé, dans l'hypothèse où la masse serait homogène, que le diamètre des pôles devrait être à celui de l'équateur dans le rapport de 229 à 230, aplatissement beaucoup plus considérable que celui qu'on a déduit de la mesure directe des méridiens. Cette différence provient de ce que la terre n'est point homogène, comme Newton l'a supposé : car sa densité moyenne, étant 5 1,2 (114), est beaucoup plus considérable que celles des corps qui sont à la surface : par conséquent, la densité des couches intérieures doit être plus grande que la densité moyenne.

184. *Conditions d'équilibre des fluides soumis à des forces quelconques.* Lorsqu'une masse liquide homogène sollicitée par des forces quelconques est en équilibre, la résultante de toutes les forces qui agissent sur un point quelconque de sa surface libre, c'est-à-dire de celle qui n'est point appuyée sur des obstacles fixes, est perpendiculaire à la surface. Lorsque la masse est composée de plusieurs liquides d'inégale densité, l'équilibre ne peut exister qu'autant que les liquides sont disposés par couches d'égale densité, terminées par des surfaces qui, en chaque point, sont perpendiculaires à la résultante des forces qui agissent sur lui.

Les conditions auxquelles doit satisfaire une masse fluide en équilibre résultent de ce qu'un liquide ne peut résister que perpendiculairement à sa surface : car si une molécule de cette surface était sollicitée par une force oblique, elle pourrait se décomposer en deux autres : l'une perpendiculaire, qui serait détruite ; l'autre tangente, qui obtiendrait tout son effet.

Equilibre des liquides pesants renfermés dans des vases d'une grande capacité.

185. *Equilibre d'une masse liquide homogène.* D'après la loi d'équilibre que nous venons d'énoncer, un liquide pesant, en re-

pas, doit être terminé par une surface perpendiculaire aux verticales de tous ses points, puisque chacun d'eux est sollicité par la pesanteur dans cette direction. Il résulte de là que toutes les eaux stagnantes sont terminées par des surfaces qui suivent la courbure de la terre; mais, lorsque ces surfaces n'ont pas une très grande étendue, on peut les regarder comme sensiblement planes.

186. *Équilibre d'une masse composée de plusieurs liquides.* Il suit encore de la loi d'équilibre des liquides hétérogènes que, si un vase renferme plusieurs fluides d'inégales densités, et qui ne peuvent pas se mêler, l'équilibre ne peut exister qu'autant que ces différents fluides seront disposés en couches parallèles, terminées par des surfaces de niveau; peu importe d'ailleurs dans quel ordre ils soient placés. Mais, pour que l'équilibre soit stable, il faut nécessairement que les couches les plus denses soient à la partie inférieure : car alors seulement le centre de gravité sera le plus bas possible, et nous avons vu (60) que c'était en cela que consistait la condition de la stabilité de l'équilibre des corps pesants.

187. *Pressions produites par les liquides pesants en équilibre.* Nous avons examiné précédemment comment un liquide que l'on supposerait dépourvu de pesanteur, et qui serait contenu dans un vase fermé de toutes parts, transmettrait la pression que l'on exercerait en un point quelconque de sa surface. Examinons maintenant comment se distribuent dans l'intérieur d'un liquide les pressions qui résultent de sa propre pesanteur non seulement sur les molécules elles-mêmes, mais sur les parois du vase qui le renferme.

Considérons une masse d'un liquide homogène renfermé dans un vase de forme quelconque (*fig.* 83), et cherchons quelles pressions la molécule m devra éprouver par suite de sa propre pesanteur et de celle des molécules qui l'environnent. Nous avons déjà démontré que, quand une masse liquide est en repos, on peut toujours supposer qu'une partie quelconque de la masse soit solidifiée sans que l'équilibre soit troublé. Cela posé, concevons un petit canal vertical qui contienne seulement une file de molécules, et qui se termine au point n à la surface du liquide, et admettons que tout le reste de la masse soit solidifié : les pressions que supporterait la molécule m resteront les mêmes. Or, dans l'état actuel, la molécule supporte évidemment le poids total de toute la file de molécules : donc, avant la solidification, elle supportait la même pression verticale; et comme la molécule reste en repos, il faut nécessairement qu'elle soit pressée en sens contraire par le fluide inférieur, de manière

que cette réaction fasse équilibre à la pression qu'elle supporte. Si maintenant on conçoit un petit canal mpq, toujours composé d'une seule file de molécules, et qui vienne aboutir d'un côté à la surface libre du liquide, de l'autre sur une face latérale de la molécule, la pression horizontale exercée par les molécules renfermées dans ce petit canal sera encore évidemment égale au poids des molécules renfermées dans la partie verticale du canal, et les molécules environnantes devront nécessairement exercer une réaction égale et en sens contraire. Enfin, si on conçoit un petit canal mrt ou mst, toujours formé d'une seule file de molécules, et dont un des côtés, mr ou ms, soit incliné d'une manière quelconque, on démontrera facilemement que la pression exercée sur la molécule dans la direction rm ou sm est égale au poids des molécules renfermées dans le canal vertical mn : car, par exemple, pour le canal mrt, en menant l'horizontale mu, la pression se compose du poids de tu, plus celui de ur, moins la pression due au poids de la colonne rm, décomposée verticalement : or cette dernière pression est évidemment égale au poids de la colonne ur.

Ainsi la pression supportée par la molécule m dans la direction rm ou sm est encore égale au poids des molécules renfermées dans le canal vertical mn, dont la longueur est égale à la distance de cette molécule à la surface. Il est facile de voir que tous ces raisonnements seraient encore les mêmes si la verticale passant par la molécule ne rencontrait pas la surface : s'il s'agissait, par exemple, de la molécule m', on recourberait le canal horizontalement pour le faire arriver à la surface, et les parties horizontales ne feraient que transmettre les pressions des parties verticales sans les altérer.

Nous pouvons donc conclure qu'une molécule quelconque d'une masse liquide éprouve dans tous les sens une pression égale au poids d'un cylindre vertical du liquide qui aurait pour base cette molécule, et pour hauteur sa distance à la surface libre du liquide. De là résultent plusieurs conséquences remarquables :

1° Tous les points d'une tranche horizontale quelconque d'une masse liquide homogène supportent la même pression.

2° La somme des pressions supportées par une tranche horizontale est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base la surface de la tranche et pour hauteur la distance de cette tranche au niveau du liquide.

3° La pression exercée sur une étendue très petite d'une paroi horizontale, verticale ou inclinée, est perpendiculaire à cette paroi :

car cette pression doit être détruite par la résistance de cette surface, et la surface d'un corps ne peut résister que perpendiculairement à sa direction. De plus cette pression est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base la petite portion de la paroi que l'on considère, et pour hauteur sa distance à la surface du liquide.

4° Les pressions étant égales sur tous les points de la paroi horizontale inférieure d'un vase, la pression totale qu'elle supporte est égale au poids d'un cylindre liquide qui aurait pour base cette paroi, et pour hauteur la hauteur du liquide dans le vase; de sorte que cette pression reste la même, quelle que soit la forme du vase, pourvu que l'étendue du fond du vase et la hauteur du liquide ne changent pas. Cette dernière conséquence peut être démontrée directement de la manière suivante : considérons un vase *ABCD* (*fig.* 84) plein d'un liquide quelconque; prenons sur le fond du vase une étendue quelconque *EF*, et sur cette base élevons un cylindre vertical *EFGH*: si nous imaginons que le liquide environnant soit solidifié, il est évident que la pression sur *EF* sera égale au poids du cylindre liquide *EFGH*. Maintenant élevons sur la base *EF* une paroi continue d'une forme quelconque *EFMN*, et supposons que le liquide extérieur à cette paroi soit aussi congelé : la pression sur *EF* ne sera point changée. Or, elle était d'abord égale au poids du cylindre liquide *EFGH*; elle sera donc égale au poids de ce cylindre, quelle que soit la forme du vase *EFMN*, qu'il soit retréci ou évasé supérieurement, ou qu'il ait une forme quelconque.

188. Toutes ces conséquences sont d'une grande importance, plusieurs même paraîtront d'abord paradoxales : c'est pourquoi il est nécessaire de voir si l'expérience les confirme.

Pour constater l'existence et l'égalité des pressions qui se manifestent dans l'intérieur d'un liquide autour d'un même point dans toutes les directions, et pour trouver la valeur de cette pression, l'expérience qui paraît la plus concluante consiste à plonger dans un vase rempli d'un liquide quelconque (*fig.* 85) de petits cylindres de verre, ouverts inférieurement dans toutes sortes de directions; le liquide se tient dans chacun d'eux à la hauteur du liquide extérieur. Or, à chaque orifice, l'eau renfermée dans le tube tend à s'écouler par une pression égale au poids du liquide renfermé dans le tube au dessus du centre de l'orifice : par conséquent, si chacun d'eux reste plein, il faut nécessairement que la tranche de liquide qui se trouve à l'orifice soit pressée en sens contraire par le liquide

environnant avec une force égale. Quant à la pression contre chaque point des parois, on peut la constater au moyen de l'appareil fig. 86. Cet appareil consiste en un vase percé latéralement de différentes ouvertures qui reçoivent des tubes cylindriques qui se relèvent verticalement; quand on met dans le vase un liquide quelconque, le liquide s'élève dans tous les tubes à la hauteur du liquide dans le vase. Or, la pression du liquide renfermé dans les tubes cylindriques, contre la tranche de liquide située sur le prolongement de la paroi, est égale au poids du liquide renfermé dans le tube, à partir du niveau du centre de l'orifice : il s'ensuit que la pression contre cette tranche, pression qui est la même que si la paroi était continuée, est bien égale au poids d'une colonne liquide qui aboutirait à la paroi, et qui s'élèverait jusqu'à la surface du liquide dans le vase. Dans toutes ces expériences il faut employer des tubes d'un diamètre un peu grand pour éviter une action que nous examinerons bientôt, dont l'effet serait de faire varier la hauteur du liquide.

On pourrait également démontrer l'existence et trouver la mesure de ces pressions sans employer de liquides; par exemple, pour mesurer la pression qui se manifeste sur une paroi horizontale *ab* (*fig.* 87), on prendrait un tube de verre *cdef*, fixé au milieu d'un vase, et on dresserait ses bords inférieurs de manière que le cylindre pût être exactement fermé par la plaque *ab*. Si, après avoir placé ce disque, que l'on soutiendrait d'une manière quelconque, on remplit le vase d'eau, non seulement le disque se maintient de lui-même, mais il faut exercer en dedans du tube une pression plus ou moins forte pour le détacher. En plaçant sur le disque un petit trépied terminé par une capsule, on pourra charger la capsule de poids jusqu'à ce que la plaque se détache et tombe. La pression qui produit cet effet est alors composée du poids du disque, de celui du trépied et de sa capsule, et enfin des poids ajoutés. On peut alors reconnaître que la somme de tous ces poids est égale au poids d'un cylindre d'eau qui aurait pour base celle du cylindre, et pour hauteur celle du liquide extérieur au dessus de la face inférieure du disque. Au moyen d'une disposition analogue on pourrait facilement constater que le liquide exerce des pressions égales dans tous les sens.

Quant à la pression sur le fond des vases, il résulte de la théorie qu'elle ne dépend que de l'étendue de la paroi et de la hauteur du liquide au dessus de cette paroi, et qu'elle est égale au poids d'un

cylindre de liquide qui aurait pour base l'étendue de la paroi, et pour hauteur celle du liquide dans le vase. Il suit de là que, si trois vases (*fig.* 88, 89 et 90), ayant des bases égales, renfermaient un même liquide à la même hauteur, les pressions sur les bases seraient les mêmes.

On peut constater ce fait par plusieurs expériences que nous croyons devoir rapporter. Si on plonge dans un vase *ABCD* (*fig.* 91), à la même profondeur, des tubes *abcd*, *a'b'c'd'*, *a''b''c''d''*, ouverts par les deux bouts, et ayant même orifice inférieur, le liquide se tiendra au même niveau en dedans et en dehors. Or, pour qu'il en soit ainsi, il faut nécessairement que les tranches liquides *ab*, *a'b'*, *a''b''*, soient pressées par le liquide environnant, de manière à soutenir la pression que le liquide renfermé dans chacun des vases exerce sur cette tranche ; mais il est évident que dans chaque tranche horizontale du liquide la pression est la même dans toute son étendue : par conséquent les tranches liquides *ab*, *a'b'*, *a''b''*, sont pressées de bas en haut avec la même force ; donc les pressions exercées par le liquide renfermé dans les vases sont égales.

Pour rendre encore plus évident le fait dont il s'agit, on peut se servir de l'appareil suivant. *ABCD* (*fig.* 92) est une caisse en bois, surmontée d'un petit cylindre *EFGH*, dans lequel se meut librement un piston *MN*, soutenu par un cordon attaché à l'extrémité du fléau d'une balance ; sur ce cylindre on monte à vis des vases de différentes formes, on les remplit d'un liquide quelconque, et on mesure, par les poids qu'on est obligé de placer dans la coupe *P* pour soutenir le piston *MN*, la pression que le liquide exerce sur la paroi horizontale inférieure et commune de tous ces vases. On trouve ainsi que les poids sont égaux, quelle que soit la forme du vase, pourvu que le liquide y soit à la même hauteur.

On peut donner à cet appareil une disposition plus commode, représentée figure 93. *abcd* est un tube de verre deux fois recourbé, fixé dans une caisse *MN*. L'extrémité *a* se termine par une douille plus large, taraudée à son sommet, et sur laquelle on peut visser une autre douille portant un vase d'une forme quelconque ; l'autre extrémité *d* se termine par un tube plus étroit *ef*, le long duquel se meut un anneau *gh* qui sert d'index. On remplit le tube *abcd* de mercure, et on visse successivement sur la virolle *xy* des vases de différentes formes que l'on remplit d'eau jusqu'à la même hauteur : on observe alors que l'extrémité de la colonne de mercure dans le tube *ef* s'élève aussi à la même hauteur, quelle que soit la forme du vase.

Or, comme la hauteur de la colonne de mercure dans le tube *ef*, au dessus du niveau de ce métal dans le tube *ab*, fait équilibre à la pression exercée sur le fond du vase, qui est formé par la surface du mercure dans le tube *ab*, il s'ensuit que ces pressions sont indépendantes de la forme des vases.

189. Nous avons insisté sur le fait dont il est question, parce qu'au premier abord il semble paradoxal; mais il ne paraît tel que parce que l'on confond la pression exercée sur le fond d'un vase avec la pression exercée par le vase lui-même sur le corps qui le supporte. Cette dernière est toujours égale au poids total du liquide et du vase; mais elle est tantôt plus grande, tantôt plus petite que la pression exercée sur le fond du vase : elle est plus grande lorsque le vase a la forme *fig.* 89, parce que les parois latérales soutiennent une portion du poids du liquide; elle est plus petite lorsque le vase a la forme *fig.* 90, parce que les parois latérales éprouvent une pression dirigée de bas en haut, qui tend à soulever le vase ; et dans tous les cas, la somme ou la différence des pressions verticales des parois et de la base est égale au poids total du liquide.

Soit en effet le vase *fig.* 94, dans lequel le liquide s'élève jusqu'en *ah*. La pression du liquide sur le fond *de* est égale au poids du liquide qui serait renfermé dans le vase *mnde;* mais la surface annulaire *cbgf* est pressée de bas en haut par une force équivalente au poids de l'eau qui serait renfermée dans le vase annulaire *mahncbgf;* or, la pression que le vase exercera sur une surface *MN*, qui le supporte, est égale à la somme des pressions verticales exercées contre les parois de haut en bas, moins la somme des pressions dirigées de bas en haut; et il est facile de voir que cette différence est précisément égale au poids du liquide contenu dans le vase *abcdefgh*.

Si la paroi du vase était inclinée, on arriverait encore à la même conséquence. En effet, considérons (*fig.* 89 et 90) un élément très petit *mn* d'une paroi inclinée : cet élément est pressé perpendiculairement à sa direction par une force égale au poids d'un cylindre liquide ayant *mn* pour base et pour hauteur la distance du centre de gravité de *mn* à la surface du liquide; si on décompose cette force en deux, l'une horizontale, l'autre verticale, la première sera détruite par la composante d'un élément de la face opposée, située à la même hauteur, et il est facile de reconnaître que la composante verticale sera égale au poids du liquide renfermé dans un cylindre vertical qui aurait pour base inclinée l'élément *mn*. Ainsi, dans la

figure 89, la somme des pressions verticales exercées sur les parois inclinées est égale au poids de l'eau qui environne le cylindre élevé sur la base, et, cette pression devant s'ajouter à celle exercée par la base, le poids du vase sera égal au poids de l'eau qu'il renferme. Dans la figure 90 la somme des pressions verticales exercées sur les parois sera égale au poids de l'eau qui serait renfermée entre le vase et le cylindre élevé sur la base; mais, ces pressions ayant lieu de bas en haut, il faudra les retrancher de la pression exercée sur le fond du vase, et on arrivera à la même conclusion que précédemment.

190. *Pression totale exercée sur une paroi plane quelconque.* Quant à la pression sur une étendue finie d'une paroi plane inclinée, elle est toujours normale et égale au poids d'un cylindre de liquide qui aurait pour base l'étendue de cette surface, et pour hauteur la distance de son centre de gravité au niveau du liquide. La raison en est évidente : car, si on conçoit cette portion de la paroi divisée en un grand nombre d'éléments infiniment petits, de manière à ce que l'on puisse en regarder tous les points comme également distants de la surface du liquide, la pression totale éprouvée par cette partie de la paroi sera égale à la somme des poids d'autant de cylindres liquides qu'elle renferme d'éléments, ayant chacun pour base un des éléments, et pour hauteur sa distance à la surface libre du liquide; somme évidemment égale au poids d'un cylindre liquide ayant pour base la surface totale de la portion de la paroi, et pour hauteur la distance moyenne de tous les points de la base à la surface du liquide, ou la distance du centre de gravité de cette base à cette surface (54). Si la paroi était courbe, ce qui précède n'aurait plus lieu, parce que les pressions sur les différents éléments ne seraient plus parallèles, et leur résultante ne serait plus égale à leur somme.

191. La pression sur un point quelconque de la paroi d'un vase étant indépendante de la forme du vase, il en résulte qu'avec une très petite quantité d'eau on peut produire une pression énorme, capable de briser les vases les plus résistants. En effet, si on plaçait à la partie supérieure d'un vase plein d'eau (*fig.* 95) un tube très étroit AB, également plein d'eau, la pression sur toutes les parties du vase serait égale à celle d'un prisme d'eau qui aurait pour base l'étendue de la paroi et pour hauteur la distance de son centre de gravité à la surface du liquide dans le tube AB. Par exemple, si chaque face circulaire MN, $M'N'$, avait un mètre carré d'étendue, et si la hauteur de AB était de 5 mètres, la pression sur chaque face latérale serait équivalente à un prisme d'eau qui aurait un mètre carré

de base et 5^m,56 de hauteur : car le centre de gravité des faces, étant à leur centre de figure, est éloigné du point B de 0^m,56 ; or ce poids équivaut à 5560^k, et cette pression énorme est produite par le liquide renfermé dans le tube AB, dont le poids peut être aussi petit qu'on voudra. On peut de cette manière faire éclater très facilement un tonneau.

192. *Centre de pression.* Il est souvent nécessaire, non seulement de connaître la valeur totale de la pression exercée contre une étendue quelconque de la paroi d'un vase, mais encore le point d'application de la résultante des pressions partielles qui la produisent : car ce point est celui auquel il faudrait appliquer une force perpendiculaire à la surface, et égale à la totalité de la pression, pour lui faire équilibre. Ce point porte le nom de centre de pression. Il est évident que, si les pressions exercées sur les différents points de la surface étaient égales entre elles, le centre de pression coïnciderait avec le centre de gravité de la surface ; mais comme les pressions augmentent avec la distance au niveau du fluide, le centre de pression est toujours plus bas que le centre de gravité.

On a trouvé, par le calcul, 1° que le centre de pression contre une surface rectangulaire dont le côté supérieur est à fleur d'eau se trouve sur la ligne qui joint les milieux des bases horizontales aux 2/5 de cette ligne à partir de la base supérieure ; 2° que le centre de pression d'un triangle dont la base est horizontale et à fleur d'eau est au milieu de la ligne qui joint le sommet avec le milieu de cette base ; 3° que le centre de pression d'un triangle dont le sommet est à fleur d'eau, et dont la base est horizontale, est sur la ligne qui joint le sommet au milieu de cette base, et aux 3/4 à partir du sommet.

Soit $CDC'D'$ (*fig.* 96) une paroi inclinée, dont les deux bases opposées parallèles sont horizontales ; posons $CD = m$; $C'D' = n$; HH', hauteur du trapèze, $= l$; et soit x la distance du centre de pression à la base CD, supposée à fleur d'eau : on trouve, par le calcul,

$$x = \frac{l\,(m + 3n)}{2\,(m + 2n)}.$$

Cette équation suffit pour déterminer le centre de pression : car il doit se trouver sur la ligne EF, qui joint les milieux des côtés parallèles CD et $C'D'$. Ainsi, en menant la ligne $C''D''$, distante de CD de la quantité x, le point O sera le centre de pression cherché.

Si on suppose que le trapèze devienne un rectangle, $m = n$, et il vient

$$x = \frac{2}{3}\,l.$$

Si le trapèze devient un triangle dont le sommet soit en bas, $n = 0$ et

$$x = \frac{l}{2}.$$

Enfin, si le trapèze devient un triangle dont le sommet soit en haut, $m = 0$ et

$$x = \frac{3l}{4}.$$

La position du centre de pression, dans les trois cas particuliers, peut s'obtenir de la manière suivante : La pression sur un élément quelconque est représentée par le poids d'un cylindre du liquide qui aurait pour base l'étendue de l'élément, et s'élèverait perpendiculairement à la paroi à une hauteur égale à la distance de l'élément à la surface du liquide, en supposant la pesanteur dirigée perpendiculairement à la paroi. En faisant la même construction pour tous les autres éléments, il est évident que tous les petits cylindres se termineront à un plan passant par l'arête à fleur d'eau de la paroi, dont l'angle a avec la paroi sera donné par l'équation $\text{tang}\, a = \sin i$, i étant l'angle de la paroi avec l'horizon. D'après cela, la résultante des pressions sera la résultante des poids des petits cylindres, en supposant la pesanteur perpendiculaire à la paroi, et le centre de pression sera le pied de la perpendiculaire abaissée sur la paroi du centre de gravité du corps solide compris entre la paroi, le plan qui passe par le sommet des petits cylindres, et les plans élevés par les arêtes de la paroi situées au dessous du niveau de l'eau. Par exemple, dans le second cas le corps est une pyramide triangulaire, et il est facile de reconnaître que la distance du centre de pression au sommet de la paroi est $1/3\, l + 1/4$ de $2/3\, l = 1/2\, l$.

On peut facilement déduire de là que, quand un liquide est renfermé dans un vase cylindrique (*fig.* 88), la ligne sur laquelle se trouvent les centres de pression est un cercle distant de la surface du liquide des 2/3 de la hauteur de l'eau dans le vase; que, pour un vase conique dont le fond est un point, la ligne des centres est un cercle également distant de la surface de l'eau et du fond du vase ; et enfin que, dans le cas où le vase est un cône dont le sommet est en haut, le liquide le remplissant complétement, la ligne des centres est placée aux 3/4 de la hauteur du vase, en partant du sommet.

195. *Pression contre les parois des vases renfermant différents liquides.* Si un vase renfermait plusieurs liquides sans action chimique les uns sur les autres, ils se disposeraient par couches horizontales, suivant leur degré de densité : alors la pression sur un élément quelconque de la paroi serait égale à la pression verticale que supportent les éléments du liquide situés à la même hauteur, c'est-à-dire au poids du liquide renfermé dans un cylindre vertical qui partirait du niveau de l'élément que l'on considère, aurait pour base horizontale l'étendue de cet élément, et se prolongerait jusqu'à la surface du liquide le plus élevé.

Il est évident que, si la surface libre du liquide éprouvait une

pression quelconque, chaque point de la paroi, indépendamment de la pression due au poids du liquide, supporterait la totalité de cette pression étrangère.

194. *Equilibre des liquides dans des vases communiquants.* Soient A et B (*fig.* 97) deux vases de forme quelconque, en communication par le canal inférieur CD, et remplis d'un liquide homogène. Si nous imaginons dans ce canal une paroi verticale mobile mn, il est évident que l'équilibre ne pourra subsister qu'autant que cette paroi mobile sera également pressée dans tous les sens. Or le liquide renfermé dans chacun des vases, étant homogène, exerce sur mn une pression horizontale qui dépend uniquement de la hauteur du niveau du liquide au dessus du centre de gravité de cette paroi : donc l'équilibre ne peut subsister entre les liquides renfermés dans les vases A et B qu'autant que leurs niveaux sont à la même hauteur, quelles que soient d'ailleurs les formes et les dimensions relatives des vases. Il est évident que cette condition d'équilibre appartiendrait également à un nombre quelconque de vases communiquants, pleins d'un liquide homogène. On peut facilement vérifier cette loi au moyen de l'appareil *fig.* 98. A est un vase de verre d'une grande capacité, garni inférieurement d'un tuyau horizontal sur lequel sont fixés des tubes de verre B, C, D, de dimensions et de formes arbitraires; on remplit le grand vase d'un liquide quelconque, et, en établissant la communication au moyen du robinet M, on voit le liquide monter dans tous les vases à des hauteurs parfaitement égales, pourvu cependant qu'aucun d'eux ne soit d'un très petit diamètre : car alors, comme nous le verrons bientôt, le niveau du liquide dans ce tube serait au dessus ou au dessous de celui des autres vases, suivant que la substance de ce tube serait ou ne serait pas mouillée par le liquide. Si l'un des tubes, tels que D, ne s'élève pas jusqu'au niveau du liquide dans le vase A, ce dernier s'élance par l'ouverture de ce tube pour atteindre la hauteur à laquelle il serait parvenu si le tube eût été suffisamment prolongé ; mais il n'y parvient jamais : nous en verrons plus tard la raison. C'est sur les lois de l'équilibre des liquides dans les vases communiquants que sont fondés les principes de la conduite des eaux et des eaux jaillissantes.

195. Dans ce qui précède nous avons supposé que le liquide était homogène; s'il en était autrement, les conditions d'équilibre ne seraient plus les mêmes. En effet, si les vases A et B (*fig.* 97) renferment deux liquides d'inégale densité, séparés par la paroi

mn, la pression qu'elle éprouve de la part de chacun d'eux est égale au poids d'un cylindre de ce fluide qui aurait pour base l'étendue de cette paroi, et pour hauteur la distance de son centre de gravité au niveau, et les poids de ces cylindres sont évidemment proportionnels à leurs hauteurs et à la densité des liquides. Or, comme les poids doivent être parfaitement égaux pour que l'équilibre puisse exister, il s'ensuit que les hauteurs, à partir du centre de gravité de la section commune, doivent être en raison inverse des densités des liquides. On peut vérifier cette loi au moyen d'un tube deux fois recourbé *ABCD* (*fig.* 99), fixé contre une plaque *MN*, portant, à côté des branches verticales *AB* et *DC*, des échelles divisées en parties égales, à partir d'une même ligne horizontale *pq*. On introduit dans chacune des branches verticales un liquide différent, de manière que la surface de séparation soit sur la ligne *pq*, et on mesure la distance des deux niveaux au dessus de cette ligne: on trouve ainsi que les hauteurs sont dans le rapport inverse des densités des liquides. On peut même se servir de cet appareil pour mesurer le rapport des densités des liquides qui ne se mêlent point et qui n'exercent aucune action chimique. Dans le cas contraire, et quand ces liquides n'ont aucune action sur le mercure, on pourrait encore faire usage de cet appareil en introduisant d'abord du mercure dans le tube jusqu'à la ligne *pq*, et versant ensuite les liquides dans les deux branches, de manière que les deux extrémités de la colonne de mercure restassent à la même hauteur. Dans tous les cas, les parties supérieures des tubes doivent être d'un assez grand diamètre, afin d'éviter une action qui se développe dans les tubes d'un petit diamètre, et qui tend à diminuer ou à augmenter le poids de la colonne liquide, suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas le tube. On a fondé sur le principe de l'égalité de niveau d'un même liquide dans les vases communiquants plusieurs appareils qu'il est bon de connaître.

196. *Niveau d'eau.* Cet instrument (*fig.* 100) est formé d'un tube deux fois recourbé *abcd*, porté sur un pied fixe *M*. Les extrémités du tube se terminent par deux douilles d'un plus grand diamètre, dans lesquelles sont mastiqués deux tubes de verre *m* et *n*, rétrécis supérieurement, de manière à pouvoir être fermés par des bouchons, quand on veut transporter l'instrument. Lorsqu'on dirige un rayon visuel tangent aux deux surfaces qui terminent le liquide dans les deux tubes, ce rayon est horizontal. Cet instrument est d'un usage continuel dans les nivellements.

197. *Niveau à bulle d'air.* Ce petit appareil, beaucoup plus exact que le précédent, et dont on fait un fréquent usage en physique, est formé (*fig.* 101) d'un tube de verre de 15 à 20 centimètres de longueur sur 1 centimètre de diamètre, presque rempli d'un liquide coloré, et hermétiquement fermé par ses deux extrémités. Si le tube était parfaitement cylindrique, il est évident qu'en le plaçant sur une ligne horizontale, la bulle d'air pourrait s'arrêter en un point quelconque; mais si le tube a une légère courbure convexe vers le haut, la bulle se fixera au point du tube où la tangente est horizontale. On fixe le tube de verre dans un tube de cuivre garni sur une face d'une ouverture qui laisse apercevoir les mouvements de la bulle, et on règle la hauteur des pieds *a* et *b* de manière que, la ligne *ab* étant horizontale, la bulle soit au milieu du tube. Pour cela on place l'instrument sur une règle à charnière, garnie à l'autre extrémité d'une vis au moyen de laquelle on peut faire varier son inclinaison sur son support; on la rend parfaitement horizontale en y plaçant un tube à bulle d'air quelconque, et changeant son inclinaison jusqu'à ce que, le tube étant retourné horizontalement, la bulle occupe la même place. On reconnaît qu'un niveau à bulle d'air a été bien construit, en le plaçant sur une table, et changeant sa direction jusqu'à ce que la bulle soit au milieu du tube: par le retournement la bulle ne doit pas changer de place. Il est évident que l'appareil sera d'autant plus sensible que la courbure du tube sera plus petite.

Equilibre des liquides dans les espaces capillaires.

198. Les lois de l'équilibre des liquides dont nous venons de parler ne se vérifient qu'autant que les vases qui les renferment sont d'un grand diamètre; lorsque leur diamètre est très petit, les lois de l'équilibre sont entièrement différentes. Par exemple, lorsqu'on plonge dans l'eau un tube de verre d'un petit diamètre, ouvert par ses deux bouts, le liquide s'élève dans le tube, et s'y maintient à une hauteur d'autant plus considérable que le diamètre du tube est plus petit; et lorsqu'on plonge dans le même liquide un tube de ver gras, ou un tube sec dans le mercure, le liquide éprouve dans le tube une dépression d'autant plus forte que le tube est plus capillaire.

Le mot capillaire est employé pour indiquer que les diamètres des tubes ou des espaces sont d'une petitesse extrême, voisines de celle des cheveux; mais les phénomènes dont il est question sont

cependant encore sensibles dans des tubes dont le diamètre excède 1 ou 2 centimètres.

Nous commencerons par exposer le mode d'observation et les faits observés; nous développerons ensuite la théorie de M. de Laplace; et enfin nous expliquerons, à l'aide de cette théorie, plusieurs phénomènes qui dépendent des lois de l'équilibre dans les espaces capillaires.

199. *Mode d'observation.* Les observations dont il est question avaient pour objet la mesure des hauteurs des liquides dans les tubes capillaires et entre des lames parallèles, la mesure des diamètres des tubes et des intervalles des lames, et enfin la différence de hauteur des points les plus élevés et les plus bas de la surface qui termine le liquide élevé ou déprimé dans un tube ou entre deux lames parallèles.

Pour mesurer avec exactitude la hauteur du liquide dans un tube capillaire, M. Gay-Lussac s'est servi de l'appareil *fig.* 105. Cet appareil est composé d'un vase de verre *ABCD*, rendu vertical au moyen des vis v, v'; à sa partie supérieure on pose une plaque ab, à travers laquelle passe le tube capillaire mn, retenu dans une position fixe par deux petites plaques verticales, dont l'une est soudée à la plaque ab, et dont l'autre, mobile, peut se serrer contre la première à l'aide de deux vis p et q. A côté du vase se trouve une tige métallique supportée par trois pieds garnis de vis, au moyen desquelles on peut la rendre verticale, ce que l'on vérifie avec le fil à plomb *GH*. Cette tige est divisée en millimètres, et porte une lunette garnie d'un fil horizontal; cette lunette se meut parallèlement à elle-même, au moyen d'un pignon qui s'engage dans une crémaillère. On commence par introduire dans le vase *ABCD* le liquide sur lequel on veut opérer; on aspire par l'extrémité du tube mn, pour faire monter le liquide et mouiller ses parois intérieures; après quoi on fixe la lunette de manière que le fil horizontal passe par le point le plus bas de la surface du liquide suspendu dans le tube capillaire. Ensuite, pour déterminer la hauteur du niveau extérieur du liquide, on place sur le bord du vase, sans ôter le tube capillaire, la plaque $a'b'$ (*fig.* 106), et on descend la vis st jusqu'à ce que la pointe touche le liquide; on enlève alors une petite quantité d'eau, et on fait marcher la lunette jusqu'à ce que le fil soit au niveau de la pointe. Il est évident que la distance des deux stations de la lunette est égale à la hauteur du liquide dans le tube capillaire.

La détermination du diamètre intérieur d'un tube capillaire ne peut pas se faire directement avec une précision suffisante : car, le diamètre étant très petit, une erreur inappréciable à l'œil serait une fraction très grande du diamètre total. M. Gay-Lussac a toujours employé le procédé suivant. Après s'être assuré qu'un tube est parfaitement cylindrique, en promenant dans toute son étendue une bulle de mercure, dont on mesure la longueur dans un grand nombre de positions différentes, on pèse le tube successivement vide et plein de mercure. La différence des poids donne le poids du cylindre de mercure, dont on peut facilement mesurer la longueur avec une très grande précision. Le problème se trouve alors réduit à celui-ci dont la solution est très simple : étant donnés la hauteur et le poids d'un cylindre de mercure, déterminer son diamètre.

Pour assujettir les lames parallèles, le même physicien les séparait par des fils de fer, dont il mesurait le diamètre par l'une des méthodes indiquées (7).

Enfin, pour déterminer la différence de hauteur des points les plus hauts et les plus bas de la surface qui termine le liquide, M. Gay-Lussac se servait d'une lunette garnie de deux fils parallèles, dont l'un était fixe, et l'autre mobile, mais parallèlement à sa direction. Cet appareil porte le nom de *micromètre*.

Lorsque les tubes n'ont pas été préalablement mouillés, un même liquide dans les mêmes circonstances ne s'élève pas toujours dans le même tube à la même hauteur : il est probable que ces variations proviennent de la couche d'air adhérente aux parois du tube. Pour obtenir des résultats comparables, il faut que les tubes soient mouillés à une hauteur plus grande que celle que le liquide peut atteindre ; mais il faut remarquer qu'alors, comme nous le verrons bientôt, les effets produits proviennent du tube formé par la couche liquide, et non du tube solide enveloppant.

200. *Lois des phénomènes capillaires déduites de l'observation.* 1° Lorsqu'un corps est en partie plongé dans un liquide, ce dernier s'élève ou s'abaisse autour de lui, et le liquide élevé ou déprimé est terminé par une surface concave ou convexe (*fig.* 102). Il n'y a qu'un très petit nombre de corps qui ne présentent pas ce phénomène : tel est, par exemple, l'acier poli plongé dans l'eau ; ce liquide est de niveau jusqu'au contact.

201. 2° Si l'on plonge dans un liquide deux corps autour desquels il s'élève ou s'abaisse, lorsqu'ils sont suffisamment rapprochés pour que les deux surfaces courbes, qui terminent le liquide autour de

chacun d'eux, se rencontrent, le liquide s'élève ou s'abaisse, dans l'espace qui les sépare, d'autant plus que cet espace est plus étroit. Lorsque les corps sont des lames parallèles (*fig.* 103 et 104), l'élévation ou l'abaissement du liquide est en raison inverse de leur distance.

202. 3° Lorsqu'on plonge dans un liquide un corps percé par un canal médullaire ouvert par les deux bouts, et dont le diamètre est plus petit que le double de l'étendue horizontale de la surface courbe du liquide qui baigne la surface extérieure du corps, le liquide s'élève au dessus ou descend au dessous du niveau extérieur d'autant plus que ce canal est plus étroit. Si ce canal est prismatique, l'élévation ou la dépression d'un même liquide est en raison inverse du périmètre de la section perpendiculaire à l'axe; si le tube est cylindrique, l'élévation ou l'abaissement est en raison inverse du diamètre.

203. 4° Dans un tube cylindrique, un même liquide s'élève ou s'abaisse deux fois plus qu'entre deux lames parallèles dont la distance est égale au diamètre du tube. Entre deux cylindres concentriques le liquide s'élève ou se déprime de la même quantité qu'entre des lames parallèles séparées par le même intervalle.

204. 5° La surface du liquide renfermé entre deux lames parallèles dont la distance est très petite est sensiblement un demi-cylindre droit à base circulaire, dont l'axe est horizontal, et dont le diamètre est égal à la distance des deux lames. Le liquide contenu dans un tube cylindrique également capillaire est terminé par une surface qui est sensiblement une demi-sphère dont le diamètre est égal à celui du tube.

205. 6°. Tous ces phénomènes ont lieu dans l'air comme dans le vide. Ils sont entièrement indépendants de l'épaisseur du corps solide sur lequel ils se développent : ainsi, par exemple, l'eau monte à la même hauteur dans des tubes de verre de même calibre intérieur, quelle que soit d'ailleurs leur épaisseur.

206. 7°. Tous les corps qui sont susceptibles d'être mouillés par un liquide, et qui l'ont été préalablement, agissent de la même manière lorsqu'ils sont plongés dans ce liquide : ainsi, lorsque les corps ont la forme de tubes et que ces tubes ont le même diamètre, le même liquide s'élève à la même hauteur dans chacun d'eux.

207. 8° Enfin, dans un même tube, les liquides ne s'élèvent pas à des hauteurs inverses de leurs densités : l'eau, par exemple, dans les tubes de verre, s'élève plus que l'huile et l'alcool.

208. *Cause des effets capillaires.* De ce que les phénomènes capillaires ont lieu dans le vide comme dans l'air, il résulte que l'action de l'air n'est pour rien dans la production de ces phénomènes : la cause qui les fait naître ne peut donc résider que dans l'action du liquide sur lui-même et dans celle qu'il exerce sur la substance du tube. Or, l'action d'un corps sur lui-même et sur un autre peut être de deux natures différentes : c'est ou une attraction en raison inverse du carré de la distance, ou une attraction moléculaire insensible à toute distance finie. La première ne peut évidemment avoir aucune influence, car elle est infiniment petite relativement à la pesanteur, et d'ailleurs la capillarité, étant indépendante de l'épaisseur des tubes, indique que l'influence des couches extérieures de matière situées à une distance appréciable du liquide est nulle. C'est ce que démontre également cette propriété remarquable de tous les corps qui peuvent être mouillés d'agir de la même manière lorsqu'ils l'ont été : la couche liquide extrêmement mince qui les recouvre soustrait le reste du liquide à l'action de la matière du tube et agit seule pour produire les phénomènes en question.

209. L'attraction d'un corps sphérique sur une molécule extérieure est la même que si la masse était réunie à son centre (49) : par conséquent, sur une molécule de sa surface, l'attraction est égale à sa masse divisée par le carré du rayon ; mais comme la masse est égale au volume multiplié par la densité, en appelant R le rayon de la sphère, et d sa densité, l'attraction sera $\frac{4\pi R^3 d}{3R^2}$ ou $\frac{4\pi R d}{3}$; la densité de la terre étant 5 1/2, et son rayon étant à peu près de 6,300,000 mètres, l'attraction sera représentée par $4/3\ \varpi.34,650,000$. L'attraction à la surface d'une goutte d'eau d'un millimètre de diamètre serait représentée par $4/3\ \varpi.0,001$, de sorte que cette dernière attraction serait à la pesanteur comme 0,001 est à 34,650,000, ou comme 1 est à 34,650,000,000.

Nous pouvons donc regarder comme démontré que les phénomènes qui se développent dans les espaces capillaires sont dus à l'attraction moléculaire du liquide sur lui-même et sur la substance du corps solide, actions qui ne se manifestent qu'à une très petite distance. Nous allons d'abord examiner les effets de l'attraction moléculaire dans une masse liquide en repos, et d'une forme quelconque.

210. *Pression exercée par un liquide sur la couche infiniment mince qui le termine.* Soit AB (*fig.* 107) la surface d'un liquide. D'un point quelconque m de cette surface, comme centre, décrivons une sphère dont le rayon soit égal à la distance d'attrac-

tion sensible : la molécule ne sera attirée que par la portion de liquide comprise dans la sphère, et cette attraction sera évidemment dirigée suivant la normale *mn*. Si l'on fait la même construction autour d'un point *m'* placé au-dessous de la surface *AB*, et si on mène par le point *m'* la surface *gf* parallèle à *AB* et la surface *cd*, également parallèle à *AB* et à la même distance du centre, il est évident que les portions de matière renfermées entre *gf* et *cd*, et entre *gf* et *ab*, se font mutuellement équilibre : de sorte que la molécule n'est attirée que par le liquide renfermé dans le segment *ced*. Pour la molécule *m''* située à une distance de la surface égale à celle d'attraction sensible, la sphère se trouverait entièrement comprise dans la masse liquide ; la molécule serait également attirée dans tous les sens, et par conséquent en équilibre. Il est évident que la même chose aurait lieu pour toutes les molécules qui seraient à une distance plus considérable de la surface. Nous pouvons donc conclure que toutes les molécules qui sont renfermées entre la surface d'une masse liquide et une surface intérieure parallèle à la première, dont tous les points en sont éloignés de la distance d'attraction sensible, sont attirées, dans l'intérieur, suivant la normale à la surface du liquide. Il résulte de là que, quoique l'attraction exercée sur les molécules soit décroissante de la surface à la distance d'affinité sensible, comme chaque molécule supporte la pression de toutes les molécules supérieures, la densité du liquide va en croissant de la surface à une certaine profondeur très petite, au delà de laquelle elle reste constante. Malgré ces variations de densité, l'équilibre subsistera : car si on prend une molécule *m''*, elle est plus attirée de haut en bas que de bas en haut; mais entre cette molécule et celle qui la suit immédiatement dans une direction quelconque il s'est développé une force répulsive qui fait équilibre à l'attraction de la matière qui se trouve de ce côté, de sorte que, dans toutes les directions et d'un même côté de la molécule, il y a équilibre entre l'attraction et la force répulsive résultant du rapprochement des molécules. Comme les liquides sont très peu compressibles, ces variations de densité doivent être très faibles : ainsi nous n'y aurons point égard, d'autant plus que M. Poisson a démontré que les résultats qu'on obtient en ayant égard à cette compression sont les mêmes que ceux qu'on obtient en la négligeant.

Examinons maintenant quelle est l'influence de la courbure de la surface sur la pression qu'éprouvent les molécules.

211. Considérons une masse liquide terminée par une surface convexe (*fig.* 108), et cherchons l'action exercée sur la colonne de molécules située dans la direction de la normale *MN*. Par le point *M* menons le plan tangent *CD*; dans l'espace compris entre la surface et le plan tangent, espace qu'on nomme *ménisque*, prenons un point quelconque *m*, et cherchons quel est l'effet de son attraction sur la colonne *MN*; par le point *m* menons une ligne *mn* parallèle au plan *CD*. Toutes les molécules comprises entre *M* et *n* seront attirées de haut en bas; mais, en prenant $np = Mn$, toutes les molécules comprises entre *n* et *p* seront attirées par la molécule *m* de bas en haut, et comme les molécules également distantes du point *n* sont attirées en sens contraire par des forces égales, les attractions exercées sur *Mp* se détruiront mutuellement; de sorte qu'il restera l'action de la molécule *m* sur celles qui sont au dessous du point *p*, action qui tend évidemment à soulever la colonne. Ainsi l'action de tous les points du ménisque tend à soulever la colonne *MN*. Or, dans le cas dont il s'agit, on peut regarder le corps terminé par la surface *AMB* comme étant composé d'un corps terminé par un plan *CD*, moins le ménisque : par conséquent la pression exercée sur la colonne *MN* sera composée de l'action d'un corps terminé par une surface plane, moins celle du ménisque. Mais l'action du ménisque est négative : donc la pression exercée par un corps terminé par une surface convexe sur une file normale de molécules est égale à celle d'un corps terminé par une surface plane, plus celle du ménisque. Si le corps était terminé par une surface concave (*fig.* 109), on pourrait le considérer comme composé d'une masse terminée par une surface plane, plus le ménisque *AMBDC*, et, par conséquent, l'action sur la colonne *MN* serait égale à celle de ces deux corps. Or, comme l'action du ménisque tend encore évidemment à soulever la colonne, elle est encore négative, et, par conséquent, la pression exercée par un liquide dont la surface est concave sur une colonne normale est égale à celle d'un corps terminé par une surface plane, moins celle du ménisque. Ainsi, en désignant par *M* la pression exercée par un liquide terminé par une surface plane, et par *N* l'attraction d'un ménisque, la pression dans un liquide terminé par une surface convexe est $M+N$, et celle d'un même liquide dont la surface serait concave est $M-N$.

212. *Cause de l'élévation et de la dépression des liquides dans*

les espaces capillaires. Soit *AB* (*fig.* 110) un corps percé par un canal d'une forme quelconque, d'une dimension capillaire, et plongé dans un liquide qui peut le mouiller. Le liquide dans l'intérieur du canal sera terminé par une surface concave, et supposons d'abord qu'elle soit à la hauteur du niveau extérieur. Si nous imaginons un canal à paroi solide *mpn*, formant le prolongement du tube capillaire et aboutissant en un point quelconque de la surface plane du liquide, il est évident que le liquide renfermé dans ce canal devra être en équilibre; or, le liquide étant terminé au point *n* par une surface plane, la pression verticale y sera représentée par *M*, et au point *m* le plus bas de la surface concave elle sera $M - N$. Comme les différentes files verticales de molécules doivent être en équilibre, l'inégalité de leur hauteur compense l'inégalité de pression à la surface, et la pression $M - N$ se transmet intégralement sur tous les points de la base à fleur d'eau du prisme liquide. Alors le liquide sera poussé dans l'intérieur du tube avec une force égale à *N*, et il s'élèvera jusqu'à ce que le poids de la colonne liquide soulevée fasse équilibre à cette force.

Lorsque le tube *fig.* 111 ne peut pas être mouillé par le liquide, le liquide intérieur est terminé par une surface convexe. En faisant la même construction que précédemment, la pression au point *n* sera *M*, et au point *m* elle sera $M + N$: par conséquent le liquide devra descendre dans le tube jusqu'à ce que le poids de la colonne déprimée fasse équilibre à la force *N*.

213. On peut vérifier directement l'influence de la courbure de la surface qui termine le liquide contenu dans un tube capillaire. Si dans un tube capillaire recourbé (*fig.* 112), dont une des branches est plus courte que l'autre, on met un liquide susceptible de mouiller ses parois, les deux branches étant de même calibre, le liquide s'y tiendra à la même hauteur. Mais si on verse du liquide dans la branche la plus courte, lorsque le niveau sera très près de l'extrémité, la concavité de la surface diminuera; il y aura un instant où elle sera sensiblement plane; et en ajoutant encore du liquide, il s'élèvera au dessus des bords du tube, et sa surface deviendra convexe. On observe alors que pendant toutes ces variations de forme le liquide dans l'autre branche s'élève toujours davantage au dessus de l'extrémité *a* : quand la surface est plane, la différence de niveau est égale à celle qui aurait lieu si le tube était plongé dans une masse du même liquide, et elle est deux fois plus grande lorsque la surface du liquide dans la petite branche est convexe. C'est ce

qui résulte de la théorie : car, dans le premier cas, les pressions étant $M-N$ et M, la différence est N, et dans le second elles sont $M+N$ et $M-N$, dont la différence est $2N$.

On peut encore faire l'expérience d'une autre manière : *ab* (*fig.* 113) est un tube capillaire parfaitement sec, soudé à la partie inférieure du tube *CD* d'un grand diamètre ; on verse du liquide dans ce dernier, il s'élève dans le tube *ab*, et se termine par une surface concave. Si alors le tube capillaire n'est pas mouillé au dessus de la surface du liquide, et si on verse doucement de nouveau liquide dans le tube *CD*, on voit la courbure du liquide dans *ab* diminuer continuellement, et finir par devenir plane et ensuite convexe ; et en même temps la différence de niveau éprouve des variations correspondantes : elle diminue, devient nulle quand la surface est plane, et il y a dépression dans le tube capillaire quand elle devient convexe.

214. ***Lois de l'ascension et de la dépression des liquides dans les tubes capillaires cylindriques.*** M. de Laplace a démontré que l'attraction du ménisque, que nous avons désignée par N, est égale à $A\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$, A étant un coefficient constant qui dépend de la nature du liquide et de celle du tube, R et R' étant les deux rayons de courbure de la surface du liquide dans l'intérieur du tube, au point le plus bas. Dans un tube cylindrique à base circulaire, l'expérience démontre que la surface concave est sensiblement une demi-sphère, dont le rayon est égal au demi-diamètre du tube : par conséquent, les rayons de courbure d'une sphère étant égaux entre eux et au rayon de la sphère, en appelant r le demi-diamètre du tube, on aura $N=\frac{2A}{r}$. Ainsi la force N est en raison inverse du rayon du tube ou de son diamètre, et, par conséquent, la colonne liquide soulevée par cette force aura une hauteur qui variera suivant la même loi.

Si par un point M d'une surface quelconque on mène une normale, et par cette normale une infinité de plans, chacun d'eux coupera la surface suivant une courbe, et parmi cette infinité de courbes il en existera deux qui auront, au point M, l'une le maximum, l'autre le minimum de courbure ; ce sont les rayons de courbures de ces deux courbes qu'on désigne sous le nom de *rayons de courbures de la surface.* Les deux sections qui contiennent les rayons de courbures d'une surface sont toujours à angle droit. Dans une sphère, les deux rayons de courbures sont égaux entre eux et au rayon de la sphère ; dans un cylindre circulaire, les deux sections principales sont un cercle parallèle à la base et deux lignes droites parallèles : par conséquent, un des rayons de courbures est infini, et l'autre est le rayon de la base.

215. Nous devons dire, cependant, que la longueur de la colonne liquide, depuis le point le plus bas de la surface concave, devra être un peu plus petite, à cause du poids du ménisque, que nous avons négligé ; de sorte que la loi dont nous venons de parler n'est jamais rigoureusement exacte, mais elle l'est d'autant plus que les tubes sont plus capillaires, car l'influence du poids du ménisque décroît rapidement à mesure que le diamètre diminue.

En désignant toujours par r le demi-diamètre du tube, par h la hauteur du liquide dans l'axe du tube, et par d la densité du liquide, le volume du cylindre sera $\varpi r^2 h$; le volume du ménisque, qui est la différence d'une demi-sphère et d'un cylindre de même base et de même hauteur, sera $\pi r^3 - \frac{2}{3}\pi r^3$, ou $\frac{\pi r^3}{3}$: par conséquent, le poids du cylindre et du ménisque sera $d\left(\pi r^2 h + \frac{\pi r^3}{3}\right)$. Telle est la pression totale supportée par la section du liquide renfermé dans le tube sur le prolongement du niveau extérieur ; mais comme chaque point de cette surface est soulevé par une force égale à N, cette surface soutient la colonne liquide avec une force égale à $N\pi r^2$: nous aurons donc $N\pi r^2 = d\left(\pi r^2 h + \frac{\pi r^3}{3}\right)$, et $N = d\left(h + \frac{r}{3}\right)$; d'où $h = \frac{N}{d} - \frac{r}{3}$; et comme $N = \frac{A}{r}$, on a $h = \frac{2A}{r}\frac{1}{d} - \frac{r}{3}$. D'où il résulte que la hauteur h n'est jamais rigoureusement en raison inverse du diamètre, mais que cette loi est exacte quand on augmente la hauteur du tiers du rayon.

Ainsi, en ayant égard au poids du ménisque, ce sont les hauteurs augmentées de 1/6 du diamètre qui sont en raison inverse des diamètres. Nous rapporterons une expérience faite avec beaucoup de soin par M. Gay-Lussac, qui confirme parfaitement cette dernière loi. A la température de 8°,5 l'eau, dans deux tubes de 1^{mm},29441 et 1^{mm},90381 de diamètre intérieur, s'est élevée de 23^{mm},1634, et 15^{mm},5861 à partir du point le plus bas de la courbure du ménisque. En ajoutant 1/6 du diamètre à ces deux derniers nombres, on trouve 23^{mm},3791 et 15^{mm},9034 ; et, en calculant la seconde élévation, en multipliant le premier nombre par le rapport inverse des diamètres, on trouve 15,896, qui diffère bien peu de 15,9034.

216. La loi, ainsi corrigée, n'est cependant encore exacte qu'autant que la surface qui termine le ménisque est une surface sphérique, ce qui n'a lieu qu'autant que le diamètre est très petit. Aussitôt que le diamètre dépasse 2 à 3 millimètres, la surface cesse en général d'être sphérique, la loi précédente n'a plus lieu, et l'ascension ou la dépression dépend alors de la courbure de la surface, qui varie bien plus rapidement que le diamètre du tube. On conçoit facilement, d'ailleurs, qu'il doit en être ainsi, puisque

la capillarité cesse de se manifester quand le tube a un certain diamètre, tandis qu'elle se manifesterait, quel que fût ce diamètre, si la loi se continuait. Pour faire voir la rapidité avec laquelle la capillarité diminue dans les tubes d'un grand diamètre, nous rapporterons le tableau suivant.

Table des dépressions du mercure dans les tubes capillaires.

DIAMÈTRE du TUBE	DÉPRESSIONS en millimètres, d'après M. DE LAPLACE.	SUIVANT		
		LE Dr YONG.	M. IVOBY..	CAVENDISH.
mm. 21,0	0,030	0,024	0,024	
20,5	0,034			
20,0	0,038	0,031	0,031	
19,5	0,043			
19,0	0,049	0,041	0,042	
18,5	0,056			
18,0	0,064	0,053	0,054	
17,5	0,073			
17,0	0,083	0,068	0,071	
16,5	0,094			
16,0	0,107	0,088	0,087	
15,5	0,121			
15,0	0,137	0,111	0,118	0,131
14,5	0,156			
14,0	0,176	0,144	0,152	0,150
13,5	0,198			
13,0	0,223	0,188	0,196	0,170
12,5	0,250			
12,0	0,281	0,242	0,253	0,200
11,5	0,315			
11,0	0,354	0,311	0,316	0,270
10,5	0,397			
10,0	0,445	0,402	0,406	0,406
9,5	0,500			
9,0	0,562	0,517	0,521	0,608
8,5	0,632			
8,0	0,712	0,669	0,673	0,820
7,5	0,803			
7,0	0,909	0,869	0,868	1,073
6,5	1,030			
6,0	1,171	1,139	1,134	1,377
5,5	1,337			
5,0	1,534	1,510	1,513	1,735
4,5	1,774			
4,0	2,068	2,063	2,066	2,187
3,5	2,442			
3,0	2,918	2,986	2,988	3,054
2,5	3,568			
2,5	4,454	4,887	4,888	4,472

Les nombres renfermés dans la première colonne ont été calculés par M. Bouvard, d'après la formule de M. de Laplace, au moyen des expériences de M. Gay-Lussac. Ceux de la dernière colonne ont été obtenus directement par l'expérience.

Si la loi en raison inverse des diamètres se soutenait pour les grands diamètres, la dépression dans un tube de 2^{mm}, étant de $4^{mm},45$, devrait être de $0^{mm},445$ dans un tube de 20^{mm}, tandis qu'elle n'est réellement que de $0^{mm},030$, plus de dix fois plus petite. Il est facile de voir que les hauteurs, augmentées de 1/6 du diamètre, ne suivent pas non plus la loi inverse des diamètres lorsque ces derniers ne sont pas très petits.

217. Pour tous les liquides, la dépression ou l'ascension décroît suivant des lois analogues. Quand les tubes sont très petits, les hauteurs, augmentées de 1/6 du diamètre, sont proportionnelles aux diamètres. Quand les diamètres des tubes sont très grands, on pourra calculer les hauteurs au moyen des formules données par M. de Laplace, lorsqu'on connaîtra l'élévation du liquide dans un tube, la flèche de la courbe, et le diamètre du tube. Mais comme ces calculs sont compliqués, on pourra toujours obtenir une valeur approchée des effets capillaires, en les supposant proportionnels aux dépressions que le mercure éprouve dans des tubes de même diamètre. Ainsi il suffira de connaître la valeur absolue de l'ascension d'un seul liquide dans un tube d'un diamètre connu, et le rapport de l'élévation des différents liquides dans le même tube.

D'après M. Gay-Lussac, l'élévation de l'eau dans un tube capillaire de 1^{mm} est de 30^{mm} ; et, d'après M. Emmett, les différents liquides s'élèvent dans les mêmes tubes à des hauteurs qui sont dans les rapports suivants :

Eau		100,0
Solution saturée	de sel ammoniac.	102,7
—	de sulfate de potasse.	95,7
—	de sulfure de potassium.	95,2
—	de muriate de soude.	88,2
—	de sulfate de cuivre.	84,0
Acide nitrique.		75,0
Acide muriatique.		70,1
Huile de tartre.		88,4
Alcool		40,8
Huile de baleine rectifiée.		37,5
Huile de lavande		37,5

218. Dans un même tube et pour un même liquide, la capilla-

rité dépend beaucoup de la température. Suivant M. de Laplace elle diminue en raison inverse de la densité. Mais il paraît que le décroissement est plus rapide : car, d'après M. Emmett, dans un tube où l'eau froide s'élevait à 2,45, l'alcool concentré et froid à 0,95, l'eau bouillante ne s'élevait qu'à 2,05, et l'alcool bouillant qu'à 0,875. La diminution de la capillarité par la chaleur explique un phénomène assez singulier. Si on fait passer un petit tube capillaire d'un ou deux centimètres de longueur à travers un morceau de liége, en plaçant ce petit flotteur sur de l'huile, ce liquide s'élève jusqu'au sommet du tube; si alors on essaie d'enflammer l'huile à l'aide d'une alumette, il est impossible d'y réussir, parce qu'à mesure que l'on échauffe le tube la capillarité diminue et le liquide descend dans le tube. On emploie des veilleuses dans lesquelles l'huile brûle à l'extrémité d'un tube de verre; mais le tube est mastiqué au fond d'une petite capsule, de manière que le sommet du tube soit au dessous du niveau extérieur : alors l'huile s'élève et se soutient dans le tube par la pression extérieure, et non par la capillarité.

219. *Lois de l'équilibre des liquides entre deux lames parallèles dont la distance est capillaire.* Si les deux lames peuvent être mouillées, le liquide compris dans l'espace qui les sépare est terminé par une surface cylindrique, dont le diamètre est égal à la distance des lames. En désignant par r la moitié de cette distance, la valeur de N, qui est en général $A\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$, deviendra $A\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{\infty}\right)$, ou $\frac{A}{R}$: car un des rayons de courbure devient r, et l'autre infini. Or, cette valeur de N étant en raison inverse de la distance des lames, la colonne liquide soulevée, et qui est soutenue par cette seule force, aura une hauteur proportionnelle à cette force, c'est-à-dire en raison inverse de la distance des lames; et, comme cette valeur de N est la moitié de celle que nous avons trouvée pour un tube cylindrique à base circulaire dont le rayon serait R, il s'ensuit qu'entre deux lames parallèles un même liquide s'élève à une hauteur deux fois plus petite que dans un tube dont le diamètre serait égal à leur distance. Il est facile de voir que, par par les mêmes raisonnements, nous trouverions les mêmes lois pour la dépression d'un liquide entre deux lames qu'il ne peut pas mouiller.

On démontre par le calcul que, dans un prisme d'une forme

quelconque, l'élévation est proportionnelle au contour de la section intérieure, et que, dans un espace annulaire, elle est la même qu'entre deux lames dont la distance serait égale à l'intervalle qui sépare les deux surfaces entre lesquelles le liquide s'élève.

220. *Lois de l'équilibre des liquides entre deux lames inclinées.* Lorsqu'on plonge deux lames inclinées (*fig.* 114) dans un liquide qui peut mouiller la substance des lames, le liquide soulevé est terminé par une surface concave annulaire, qui s'élève à une grande hauteur contre la ligne *AD* de jonction des deux lames. On peut facilement calculer la nature de la courbe qui forme l'axe de la surface qui termine le liquide, d'après les lois de l'élévation du liquide entre les lames parallèles : on trouve ainsi que cette courbe est une branche d'hyperbole.

En effet, nous pouvons considérer le système des deux lames comme composé d'une infinité de lames infiniment étroites, parallèles deux à deux (*fig.* 115), et dont l'écartement irait en croissant proportionnellement à la distance au point *o*. Par conséquent, si nous désignons par x la distance du point *d* au point *o*, la distance *d'd"* sera proportionnelle à x; on pourra donc la représenter par ax, a étant un coefficient constaut qui dépend de l'angle des lames; et si nous désignons par y la hauteur du liquide au dessus du point *d*, nous aurons $y = \frac{b}{ax}$, b étant aussi un coefficient constant qui dépend de la nature du liquide, puisque l'élévation du liquide entre deux lames parallèles est en raison inverse de leur distance. Or, cette équation est évidemment celle d'une hyperbole équilatère dont les assymptotes sont les axes des x et des y.

221. *Equilibre d'un liquide dans un tube d'un grand diamètre terminé supérieurement par un tube capillaire.* Lorsque l'on plonge dans un liquide un tube très large par la partie inférieure, et terminé supérieurement par un tube très capillaire (*fig.* 116), le liquide ne s'élève pas de lui-même ; mais si on plonge le tube de manière que le liquide pénètre dans l'espace capillaire, et si ensuite on le soulève, le liquide restera toujours à la même hauteur tant que la partie évasée du tube hors du liquide sera plus petite que la hauteur à laquelle le liquide s'élèverait dans le tube capillaire qui le termine, s'il avait le même diamètre dans toute son étendue. On peut ainsi, par la capillarité, soulever un poids très considérable. Ce phénomène s'explique facilement au moyen de la loi que nous avons reconnue (187) relativement à la pression sur le fond des vases : car la pression sur tous les points de la tranche à fleur d'eau est la même que si le tube avait dans toute sa hauteur le diamètre du sommet. Ainsi la hauteur à laquelle un liquide

peut se maintenir dans un tube capillaire dépend uniquement du diamètre du tube au niveau du liquide dans le tube, et en aucune manière des diamètres du tube au dessous ; seulement, le liquide ne montera à la hauteur à laquelle il pourrait se soutenir qu'autant que les diamètres en dessous sont égaux ou plus petits.

222. *Equilibre d'une colonne liquide isolée dans un tube capillaire.* Supposons que le tube soit vertical (*fig.* 117) et qu'il renferme un liquide susceptible de mouiller ses parois : la surface intérieure du liquide sera concave et la surface extérieure sera convexe. Le liquide sera donc sollicité au point m par une force verticale dirigée de haut en bas, égale à $M - N$, et au point m' par une force contraire égale à $M + N'$: par conséquent le liquide sera soutenu par $N + N'$, et s'écoulera jusqu'à ce que le poids de la colonne restante fasse équilibre à cette force. Si la paroi avait une épaisseur infiniment petite, les courbures aux points m et m' seraient égales ; alors $N = N'$, et la longueur de la colonne soutenue serait deux fois plus grande que celle qui s'élève lorque le tube plonge dans le liquide par sa partie inférieure. Mais quand le tube a une épaisseur sensible, cette épaisseur est mouillée par le liquide, et le rayon de courbure de la surface inférieure est plus grand que celui de la surface supérieure ; de sorte que N' est plus petit que N (214), et la hauteur de la colonne soutenue est plus petite que le double de l'élévation du liquide dans le même tube lorsqu'il est immergé par la partie inférieure. Si le liquide ne pouvait pas mouiller le tube (*fig.* 118), il est facile de voir que les forces provenant des deux courbures se détruiraient mutuellement, et, par conséquent, qu'aucune portion du liquide ne pourrait être soutenue dans le tube.

223. *Mouvements produits par la capillarité.* Lorsqu'une goutte liquide renfermée dans un tube conique ou entre deux lames inclinées peut mouiller la substance du tube ou des lames (*fig.* 119), le liquide est terminé par deux surfaces concaves ; mais, le rayon de courbure étant plus petit au point m qu'au point m', la pression au point m' sera plus grande qu'au point m, et, par conséquent, la goutte devra se mouvoir vers le sommet du cône ou vers la ligne de jonction des deux lames. Si le liquide ne pouvait pas mouiller le corps qui l'environne (*fig.* 120), la goutte serait terminée par deux surfaces convexes, et, le rayon de courbure étant plus petit au point m qu'au point m', la pression au point m sera plus grande qu'au point m': par conséquent la goutte s'éloignera du sommet du cône ou de la ligne de jonction des deux lames. Ces déductions de la

théorie sont faciles à vérifier : en mettant une goutte d'eau ou de mercure entre deux lames de verre réunies sous un très petit angle, on voit la goutte de mercure s'éloigner de l'arête commune des deux plans et la goutte d'eau s'en approcher.

224. Lorsqu'on approche à une distance capillaire des corps légers qui flottent à la surface d'un liquide, ils se précipitent l'un sur l'autre si tous deux sont ou ne sont pas mouillés par le liquide, et ils semblent se repousser si l'un d'eux seulement peut être mouillé. Pour expliquer ces phénomènes singuliers, considérons deux lames planes verticales parallèles, à une distance capillaire, et plongées dans un liquide qui les mouille (*fig.* 121) : le liquide s'élèvera entre les deux lames jusqu'à une certaine hauteur. Je dis d'abord que les éléments des surfaces intérieures et extérieures d'une même lame situés à la même hauteur, et qui sont plongés dans le liquide, sont également pressés. En effet, prenons d'abord deux éléments m et m' situés au dessous du niveau extérieur, et imaginons un petit canal $m'ao$ aboutissant à la molécule m' et au point o le plus bas de la surface du liquide entre les deux lames, et un autre mcd partant de la molécule m et aboutissant à une partie plane du niveau extérieur : au point m', la surface du liquide étant plane, il y aura une pression dirigée dans le sens $m'a$ égale à M, et dans le sens contraire une pression résultant de celle qui existe au point o et du poids de la colonne oa. Par conséquent, en estimant la valeur de N en hauteur du liquide sur lequel on opère, cette dernière pression sera $M - N + ao = M - N + ob + ba$. Mais, comme $N = ob$, cette pression se réduit à $M + ba$, et la pression finale exercée contre l'élément m' dans le sens am', à ab. Il est facile de voir, par le même raisonnement, que la pression au point m, dirigée dans le sens cm, se réduit également à la colonne $dc = ba$. Considérons maintenant deux autres points n et n' d'une même lame situés à la même hauteur, au dessus du niveau extérieur, et toujours mouillés tous deux par le liquide : la pression totale au point n', dans le sens $n'f$, sera $M - (M - N + of) = ob - of = fb$. Quant à la pression au point n, dans le sens nr, elle sera M, moins la pression au point r ; or à ce dernier point elle est $M - rs$, car, si nous considérons deux filets verticaux zy et rx communiquant par le canal horizontal xy, l'équilibre ne pourra subsister qu'autant que la pression M au point z sera parfaitement égale à la pression au point r augmentée du poids de la colonne $rs = fb$: ainsi aux points n et n' les pressions sont encore égales et opposées. Examinons maintenant la

pression éprouvée par un point quelconque p de la surface intérieure d'une des lames, situé au-dessus du liquide extérieur. Ce point est évidemment soumis à une pression finale dirigée de dehors en dedans dans le sens pe, représentée par $M-(M-N+oe) = ob - oe = eb$; et si le point était en q, au dessus du point o, la pression de dehors en dedans serait $M-(M-N-ql) = li + ql = iq$. Ainsi tous les points de la surface intérieure d'une lame qui ne sont pas mouillés extérieurement par le liquide sont pressés de dehors en dedans par une force d'autant plus grande que les points sont plus élevés. On conçoit alors que, si les lames sont mobiles, elles se porteront l'une sur l'autre, comme si elles s'attiraient.

Si les deux lames n'étaient pas mouillées par le liquide (*fig.* 122), on démontrerait, comme précédemment, que deux points m,m', correspondants sur les deux faces d'une même lame, et situés au dessous du niveau intérieur, sont pressés également et en sens contraire; mais que tous les points, tels que p, qui sont baignés seulement par le liquide extérieur, éprouvent de la part du liquide environnant une pression que rien ne détruit, et qui, par conséquent, doit faire précipiter les lames l'une sur l'autre.

Enfin, dans le cas où l'une des lames peut être mouillée, l'autre ne l'étant pas, le liquide intérieur est élevé contre une d'elles et déprimé contre l'autre (*fig.* 122); la surface qui le termine a un point d'inflexion, et l'élévation ou la dépression du liquide entre les lames est plus petite que l'élévation ou la dépression qui existe en dehors : car le liquide déprimé tend à diminuer la courbure de celui qui est élevé, et réciproquement. Cela posé, il est facile de voir, par les mêmes raisonnements que nous avons déjà employés, que les parties des lames qui sont baignées des deux côtés par le liquide sont également pressées de dehors en dedans; mais que, dans la partie xy de la première et dans la partie $x'y'$ de la seconde, les pressions sont dirigées de dedans en dehors, et par conséquent que les lames doivent se repousser. M. de Laplace a trouvé par le calcul que, quand les actions des deux lames ne sont pas égales, le point d'inflexion ne se trouve pas au milieu de l'intervalle des deux lames, et que, quand on les rapproche, ce point finit par coïncider avec une des lames: alors le liquide s'élève ou s'abaisse contre chacune d'elles, et elles tendent à se porter l'une sur l'autre. C'est en effet ce que l'expérience confirme.

225. *Cause qui détermine la concavité ou la convexité des liquides autour des corps qui y sont plongés.* Nous avons fondé toute

la théorie que nous venons de développer, sur la forme concave ou convexe que prend un liquide autour d'un corps qui y est plongé, suivant qu'il est ou non susceptible d'être mouillé; il reste maintenant à chercher la cause de ce dernier phénomène. Il semble, au premier abord, qu'un corps n'est susceptible d'être mouillé par un liquide que quand son attraction sur ce liquide est plus grande que celle des molécules liquides les unes pour les autres, mais il n'en est pas ainsi. En effet, soit $CDC'D'$ (*fig.* 123) un corps solide plongé dans un liquide. Examinons les actions exercées par le liquide et le corps solide sur la molécule liquide A. L'action du liquide renfermé entre les plans AB et AD se manifestera suivant la ligne AX, qui divise l'angle BAD en deux parties égales; les résultantes des actions des parties du corps solides renfermées dans les plans MA et AC, et MA et AD, seront également dirigées suivant les droites AY et AZ, qui divisent les angles MAC et MAD en deux parties égales. Cela posé, l'action exercée sur la molécule A sera la résultante des trois forces AX, AY et AZ, et la direction de cette résultante déterminera la forme de la surface liquide au point A, car la surface devra être perpendiculaire à cette résultante. Si la résultante finale est dirigée suivant AD, la surface sera plane; elle sera convexe si la résultante est dirigée dans l'angle BAD; enfin elle sera concave si la résultante est dirigée dans l'angle MAD. Pour reconnaître dans quelles circonstances la résultante prend ces différentes directions, représentons par P l'action du liquide suivant AX, et par Q l'action du corps solide suivant AY et AZ; décomposons chacune des forces Y et Z en deux autres, l'une horizontale et l'autre verticale. Les deux composantes verticales se détruiront, et les deux composantes horizontales seront égales, s'ajouteront, et leur somme sera représentée par $2Qa$, en désignant $\cos 45°$ par a. En décomposant de la même manière la force X, sa composante horizontale sera Pa, et sa composante verticale sera Pa; mais la composante horizontale sera dirigée en sens contraire de la force $2Qa$: ainsi la composante horizontale totale sera $a(2Q - P)$ et agira suivant AM, et la composante verticale agissant suivant AD sera aP. Il est maintenant très facile de trouver les relations qui doivent exister entre P et Q pour que la surface au point A soit plane, convexe ou concave : car, dans le premier cas, il faut que la résultante des deux forces $a(2Q - P)$ et aP soit dirigée suivant AD, ce qui ne peut exister qu'autant que $2Q - P = 0$; dans le second, la résultante doit être dirigée dans l'angle DAB, ce qui exige que la composante

horizontale soit dirigée suivant AB, c'est-à-dire qu'elle soit négative, alors il faut que $2Q$ soit plus petit que P ; et, dans le troisième cas, il est évident que l'on doit avoir $2Q$ plus grand que P. Ainsi, suivant que l'action du corps solide sur le liquide sera égale à la moitié de l'action du liquide sur lui-même, ou qu'elle sera plus grande, ou plus petite, la surface sera plane, concave, ou convexe.

226. Les phénomènes capillaires se manifestent souvent dans la nature : c'est en partie par la capillarité que les racines des plantes absorbent l'humidité de la terre qui les environne ; c'est la capillarité qui élève l'huile, les graisses et la cire dans les mèches de nos différents appareils d'éclairage.

227. *Endosmose.* Les phénomènes dont il s'agit ont été découverts par M. Dutrochet. Nous en plaçons ici la description, parce qu'ils paraissent dépendre de l'action capillaire. Voici en quoi ils consistent.

228. Lorsque deux liquides qui peuvent se mêler, et qui ont des actions capillaires différentes, sont séparés par une cloison mince et perméable à chacun d'eux, les deux liquides traversent simultanément la cloison, de manière que le niveau d'un des liquides s'élève tandis que l'autre s'abaisse. M. Dutrochet dit qu'il y a endosmose du liquide dont le niveau s'abaisse à celui dont le niveau s'élève, et exosmose du second au premier (1). Ces expériences se font au moyen d'un tube de verre ouvert à la partie supérieure, évasé en entonnoir à la partie inférieure, et fermé par une membrane mince. On remplit l'évasement inférieur du tube d'un liquide, et on plonge le tube verticalement dans un vase plein d'un autre liquide, de manière que les niveaux soient à la même hauteur, et que la membrane ne touche pas le fond du vase (*fig.* 124). S'il y a endosmose du liquide du vase à celui du tube, le niveau du liquide dans le tube s'élève : par exemple, en mettant de l'eau dans le vase et de l'alcool dans le tube, si ce dernier n'a pas plus de 40 à 50 centimètres de hauteur, après vingt-quatre heures le liquide déverse par le sommet.

---

(1) Les expressions *endosmose*, *exosmose*, signifient *courant entrant*, *courant sortant*. Comme les deux courants ont toujours lieu simultanément, ces expressions ne sont pas convenables ; mais il faut toujours comprendre que, quand on dit qu'il y a *endosmose* d'un liquide à un autre, le courant dans ce sens est plus puissant que le courant en retour.

Toutes les membranes minces, végétales et animales, les lames minces d'ardoise, d'argile cuite, de marbre blanc, produisent les effets dont il est question, mais non avec la même énergie; les lames d'argile cuite d'un millimètre d'épaisseur agissent sensiblement de la même manière qu'une vessie de cochon. Les plaques minces de marbre produisent des effets beaucoup plus petits.

229. Avec des lames minces de matières inorganiques les effets d'endosmose paraissent ne pas s'arrêter; avec les membranes végétales et animales, et des dissolutions de matières organiques qui ne sont sensiblement ni acides ni alcalines, les effets ne s'arrêtent que lorsque la membrane a été altérée par la putréfaction; mais, lorsqu'on emploie des dissolutions acides, alcalines ou salées, le mouvement s'arrête beaucoup plus tôt. Les corps qui agissent avec le plus d'énergie pour détruire l'endosmose des liquides qui jouissent de cette propriété, lorsque la membrane est organique, sont les acides sulfuriques et hydro-sulfuriques : il paraît d'après cela que l'influence de la putréfaction des membranes organiques pour arrêter le mouvement provient du dégagement de l'acide hydro-sulfurique qui accompagne toujours ce phénomène.

230. En employant des lames minces organiques ou inorganiques, il y a endosmose de l'eau à l'eau chargée de toutes les substances organiques qui ne sont point sensiblement acides; le contraire a lieu pour les dissolutions faibles d'acide citrique ou tartrique. L'endosmose a lieu de la dissolution acide à l'eau; mais à un certain degré de concentration qui varie avec la température, l'endosmose a lieu de l'eau à la dissolution acide.

231. D'après M. Dutrochet, les seules conditions auxquelles deux liquides doivent satisfaire pour qu'il y ait endosmose de l'un à l'autre sont : 1° qu'ils puissent se mêler, 2° que leurs actions capillaires diffèrent. L'endosmose a alors lieu du liquide qui exerce la plus grande action capillaire à l'autre.

232. Le même physicien a aussi reconnu que l'excès de la quantité de liquide qui passe dans le tube de l'endosmomètre sur la quantité de liquide qui en sort est proportionnelle à la surface de la lame mince, et à la différence des hauteurs auxquelles les liquides s'élèvent dans le même tube capillaire, l'élévation ayant lieu du côté du liquide qui possède la plus faible action capillaire; et qu'en observant la hauteur à laquelle le liquide du même endosmomètre s'élève dans le même temps, ces hauteurs sont représentées par les nombres 3; 5,17; 11 et 12, quand l'endosmomètre est plongé dans l'eau

pure, et qu'il est successivement rempli de dissolution gélatineuse, gommeuse, sucrée ou albumineuse, de même densité.

233. Les phénomènes dont il est question dépendent très probablement des mêmes forces qui produisent la capillarité; mais jusqu'ici on n'en a donné aucune explication satisfaisante. Une circonstance qui tendrait à faire penser que les actions capillaires ne sont pas les seules forces qui interviennent, c'est que la chaleur, qui diminue toujours la capillarité, augmente les effets dont il s'agit.

234. C'est aux phénomènes d'endosmose qu'il faut attribuer ce fait observé par M. Parrot. Un vase de verre renfermant une dissolution végétale et fermé par une vessie fut renversé dans l'eau : bientôt la vessie fut fortement gonflée, et en la perçant avec une épingle on obtint un jet de plusieurs pieds; on produit le même effet en mettant de l'alcool dans le vase fermé. Il est très probable que c'est aussi à la même cause qu'il faut attribuer la rupture de l'enveloppe de certains fruits, comme les cerises, après la pluie.

Equilibre des corps plongés dans les liquides, ou flottants à leur surface.

235. Pour qu'un corps soit en équilibre au milieu d'un liquide, il faut 1° que son poids soit égal à celui du fluide déplacé; 2° que le centre de gravité du corps et celui du fluide déplacé se trouvent sur la même verticale; et, pour que l'équilibre soit stable, il faut en outre que le centre de gravité du corps soit le plus bas possible. Les deux premières conditions résultent évidemment de ce que le poids du corps et la poussée du fluide sont deux forces parallèles, qui ne peuvent se détruire que quand elles sont égales et dirigées suivant la même ligne droite. Quant à la condition de stabilité, elle résulte de ce principe, que le centre de gravité d'un corps tend toujours à descendre le plus bas possible.

236. Lorsqu'un corps flotte à la surface d'un liquide, il tend à tomber par son poids, et à s'élever par la poussée du fluide déplacé qui est appliquée au centre de gravité de cette masse. Ainsi, dans l'état d'équilibre, le poids du corps doit être égal au poids du liquide déplacé, et la verticale du centre de gravité du corps doit passer par le centre de gravité du fluide déplacé. On voit d'après cela que, si un corps homogène est terminé dans toutes les directions par des surfaces convexes, il ne pourra flotter sur un liquide qu'autant que sa densité sera plus petite que celle du fluide; mais si le corps contient des surfaces rentrantes, s'il a la forme d'un vase,

quelle que soit d'ailleurs sa densité, il pourra être en équilibre dans certaines positions. Il y a cependant des corps homogènes plus denses que l'eau et qui se tiennent à sa surface : tels sont les corps qui ne peuvent pas être mouillés, qui ont un petit volume et que l'on pose doucement sur le liquide. Ce phénomène est dû à ce que le liquide se déprime autour du corps, augmente le volume du liquide déplacé, qui alors peut avoir un poids plus grand que celui du corps.

257. Pour qu'un corps flottant soit en équilibre stable, il faut nécessairement que, quand on donne au corps un très petit mouvement, le centre de gravité s'écarte de sa position primitive du côté de la partie du corps qui se relève, plus que le point d'application de la poussée du fluide, qui coïncide toujours évidemment avec le centre de gravité du fluide déplacé : car alors la force appliquée au centre de gravité du corps ramène le corps à sa position primitive. Cette condition est satisfaite quand le centre de gravité du corps est au dessous du centre de gravité du fluide déplacé ; mais elle peut l'être dans le cas contraire : car, pour les corps homogènes sans surfaces rentrantes, le centre de gravité du corps est plus élevé que celui du fluide déplacé, et ces corps ont toujours un nombre plus ou moins considérable de positions d'équilibre stable.

258. Les corps flottants sont employés avec avantage pour transporter les fardeaux, parce que la force nécessaire pour les faire mouvoir à la surface d'un liquide est beaucoup plus petite que celle qui serait nécessaire pour mettre en mouvement les machines qui sont employées sur le terrain solide, et parce que l'on peut employer comme force motrice le vent et la vapeur.

§ VI. *Mouvement des liquides.*

259. *Mouvements d'un liquide dans le réservoir pendant l'écoulement.* Lorsqu'un vase *ABCD* (*fig.* 125), ouvert et plein de liquide, est percé inférieurement par un petit orifice, le liquide s'écoule. Dans ce mouvement, les molécules liquides se meuvent verticalement jusqu'à quelques centimètres de l'orifice ; mais au delà elles se dirigent vers lui. C'est ce que l'on peut facilement observer en mettant dans le liquide des corps d'un très petit volume et d'une densité peu différente de la sienne : par exemple, dans l'eau, de la sciure de bois, de la cire d'Espagne pulvérisée, etc. En ou-

tre, comme il doit toujours passer dans le même temps la même quantité de liquide par toutes les branches horizontales du vase, à chaque instant la vitesse moyenne, dans chacune d'elles, doit être en raison inverse de sa surface : ainsi, dans la figure 126, la vitesse moyenne varie dans toutes les tranches; elle est à son maximum aux points *a* et *b*, et à son minimum au point *c*.

On a remarqué que pendant l'écoulement le liquide dans le vase n'est pas toujours terminé par une surface horizontale. Lorsque le jet sort verticalement par un orifice placé au fond du vase, et que le niveau est descendu à une petite distance de l'orifice, le liquide s'écarte de l'axe de l'orifice, et forme un entonnoir dont le sommet répond à son centre (*fig.* 127). Si le liquide avait dans le vase un mouvement de rotation, l'entonnoir se développerait plus tôt, de même que si le vase avait lui-même cette forme (*fig.* 128). Si l'orifice était latéral, il ne se formerait point d'entonnoir, mais la surface du liquide éprouverait une dépression au dessus de l'orifice (*fig.* 129). Ces mouvements dépendent de la forme des vases et de la hauteur du liquide, de la dimension et de la forme de l'orifice. Jusqu'ici on n'a pas pu les soumettre au calcul.

240. *Ecoulement par des orifices en minces parois; constitution des veines liquides.* La forme et la constitution des veines liquides formées par des orifices percés en mince paroi ont été étudiées par M. Savart. C'est de son mémoire que nous extrairons ce qui suit.

1° Toute veine liquide lancée verticalement de haut en bas par un orifice circulaire percé dans une paroi mince, plane et horizontale, est toujours composée de deux parties distinctes. La première, qui touche à l'orifice, est un solide de révolution dont toutes les sections horizontales vont en décroissant graduellement de diamètre. Cette première partie de la veine est calme, transparente, et ressemble à une tige de cristal; la seconde partie, au contraire, est toujours agitée, louche, et affecte une forme assez régulière, dans laquelle on distingue une suite de renflements allongés, dont le diamètre maximum est toujours plus grand que le diamètre de l'orifice (*fig.* 130).

2° Dans cette seconde partie de la veine, le liquide n'est pas continu : car, en employant un liquide opaque, tel que du mercure, on voit à travers. La continuité de la veine apparente provient de ce que les globules qui la constituent se succèdent dans le même point après des intervalles de temps plus petits que la durée de la sensation sur la rétine. Pour reconnaître la forme de ces globules, M. Savart

s'est servi d'un appareil très ingénieux, que nous ferons connaître en parlant de la vision, et à l'aide duquel on peut observer ces globules comme s'ils étaient fixes. M. Savart a ainsi reconnu que la partie limpide de la veine était formée de renflements annulaires qui naissent très près de l'orifice, qui se propagent le long de cette partie de la veine, en augmentant de volume, et qui se séparent à l'extrémité après des intervalles égaux. Ces globules, à l'instant de leur séparation, ont la même forme ; mais elle change périodiquement, comme l'indique la figure 131.

3° Ces renflements annulaires sont engendrés par une succession périodique de pulsations, qui ont lieu à l'orifice même, de sorte que la vitesse d'écoulement est périodiquement variable. Ces pulsations sont assez rapides pour produire un son dont on peut facilement prendre l'unisson en faisant frapper la veine sur une membrane tendue qui le renforce. Le nombre de ces pulsations, exécuté dans un temps donné, est proportionnel à la vitesse d'écoulement, et en raison inverse du diamètre de l'orifice. Le nombre des pulsations ne dépendant que de la vitesse d'écoulement et du diamètre de l'orifice, il est probable que la pesanteur est la seule cause de ce phénomène, et qu'il doit être produit par de très petites oscillations de la masse entière du liquide, dont la partie centrale s'abaisse et s'élève périodiquement, tandis que la partie la plus extérieure est animée d'un mouvement contraire.

4° L'amplitude des pulsations peut être considérablement augmentée par des vibrations de même période, communiquées à la masse entière du liquide et aux parois du réservoir, directement ou par l'intermédiaire de l'air. Sous cette influence étrangère, les dimensions et l'état de la veine peuvent subir des changements remarquables ; la longueur de la partie limpide peut se réduire presque à rien, tandis que les ventres de la partie trouble acquièrent une régularité de forme et une transparence qu'ils ne possèdent pas ordinairement, et cependant la dépense n'est point altérée. Dans une expérience dont j'ai été témoin, le son d'un violon à l'unisson de la veine, mais assez éloigné pour être à peine sensible dans le lieu où s'écoulait la veine, a raccourci la partie limpide de plus de 10 centimètres.

5° L'air n'a aucune influence sensible sur les dimensions des veines ni sur le son qu'elles produisent.

6° La constitution des veines lancées horizontalement ou même obliquement de bas en haut ne diffère pas essentiellement de celle

des veines lancées verticalement de haut en bas ; seulement, le nombre des pulsations à l'orifice paraît devenir d'autant moindre que le jet approche plus d'être lancé verticalement de bas en haut.

7° Quelle que soit la direction de la veine, son diamètre décroît très rapidement jusqu'à une petite distance de l'orifice ; quand la veine tombe verticalement, le décroissement continue jusqu'à la partie trouble. Ce dernier décroissement subsiste encore si la veine se relève, même quand elle est horizontale ; mais quand elle est dirigée de bas en haut sous une inclinaison de 25° à 45°, il est sensiblement nul, et la veine au-delà de la contraction près de l'orifice est sensiblement cylindrique. Mais quand le jet s'approche davantage de la verticale, il augmente de diamètre. On avait pensé jusqu'ici que dans toutes les directions du jet il y avait, comme dans ce dernier cas, un minimum de contraction ; mais les expériences de M. Savart démontrent qu'il n'en est pas ainsi.

On peut se rendre compte de la contraction que la veine éprouve toujours près de l'orifice pour toutes les directions du jet, en admettant que dans l'orifice même la vitesse des molécules est décroissante du centre à la circonférence, à cause du frottement contre les bords de l'orifice : car alors, les molécules du centre ayant une plus grande vitesse que les autres, la veine devra diminuer de diamètre ; mais bientôt les inégalités de vitesse disparaissant, la section de la veine deviendrait constante, si d'autres causes n'intervenaient pas. Les directions extrêmement variables des molécules qui se rendent vers l'orifice ont sans doute aussi une grande influence sur la contraction de la veine. On conçoit facilement que la pesanteur, en accélérant la vitesse quand le jet a lieu de haut en bas, doit produire un décroissement continu dans la section du jet, et que le contraire doit avoir lieu quand le jet est dirigé de bas en haut.

241. *Vitesse de l'écoulement par des orifices percés en mince paroi.* Lorsqu'un liquide s'écoule par un orifice quelconque, la vitesse, nulle au premier instant, s'accroît d'une manière continue pendant un certain temps, après lequel elle devient uniforme si le niveau reste constant, ou décroît si le niveau s'abaisse. On peut facilement réconnaître que la vitesse va en croissant dès l'origine du mouvement, en perçant un vase horizontalement (*fig.* 132) : on remarque que le jet s'étend horizontalement, et prend successivement les courbures *A*, *A*,'*A*'', etc., dans un temps très appréciable. Cette accélération de vitesse à l'origine de l'écoulement provient de ce

que la force motrice est due à la pesanteur, et qu'elle ne peut imprimer au liquide qui s'écoule une vitesse finie qu'en s'accumulant, et par conséquent que dans un temps fini.

242. On a trouvé par le calcul qu'un liquide qui s'écoule d'un vase de forme quelconque par un orifice inférieur ou latéral dont le diamètre est très petit relativement à celui du vase a une vitesse égale à celle qu'un corps solide acquerrait en tombant d'une hauteur égale à la distance du centre de cet orifice au niveau du liquide; et par conséquent qu'elle est indépendante de la nature et de la densité du liquide, puisque tous les corps, quelle que soit leur nature et leur densité, tombent de la même hauteur dans le même temps. Ainsi, en désignant par v la vitesse, par h la hauteur du niveau du liquide au dessus de l'orifice, et par g la pesanteur, on a $v=\sqrt{2gh}$.

243. On peut vérifier la formule de la vitesse d'écoulement des liquides en observant la hauteur à laquelle s'élève le jet quand l'orifice est dirigé vers le haut : car nous avons vu que, quand un corps était lancé verticalement, il acquérait en tombant une vitesse de haut en bas parfaitement égale à la vitesse d'impulsion de bas en haut; d'où il suit que la vitesse avec laquelle un liquide s'écoule d'un vase est égale à celle qu'acquerrait un corps qui tomberait de la hauteur à laquelle s'élèverait le jet, en supposant l'orifice tourné convenablement. Or, on a observé qu'en prenant les précautions convenables, les jets s'élevaient sensiblement à la hauteur du réservoir : donc la vitesse avec laquelle un liquide s'écoule d'un vase, quelle que soit la direction du jet, est égale à la vitesse qu'acquerrait un corps qui tomberait d'une hauteur égale à la distance du centre de l'orifice à la surface du liquide. On pourrait encore vérifier la formule dont il est question en mesurant la portée du jet, c'est-à-dire la distance *MN* (*fig.* 132) à laquelle il rencontre un plan horizontal situé au dessous de l'orifice d'une quantité connue. D'après les expériences de Bossut, la vitesse d'écoulement ainsi obtenue ne diffère pas de $\frac{1}{100}$ de la vitesse due à la hauteur du liquide au dessus du centre de l'orifice.

En supposant le jet horizontal, et en représentant *OM* par a, *MN* par b, la vitesse par v, et par t le temps que le liquide emploie pour passer du point O au point N, on aura :

$$b=vt,\ a=\frac{gt^2}{2},\ \text{d'où}\ v=b\sqrt{\frac{g}{2a}},$$

vitesse qu'on pourra comparer à la vitesse théorique.

244. La loi de l'écoulement que nous venons de faire connaître est encore vraie quand le liquide renfermé dans le vase d'orifice de sortie sont soumis à la même pression. Ainsi, la vitesse d'écoulement resterait la même si le vase était placé dans le vide, dans l'air ou dans une atmosphère d'une densité quelconque. Mais si la surface du liquide et l'orifice d'écoulement étaient soumis à des pressions différentes, il faudrait prendre la différence des pressions, l'estimer en fonction du liquide qui s'écoule, et augmenter ou diminuer de cette quantité la hauteur du liquide dans le vase, suivant que l'excès de pression agirait sur la surface du liquide, ou sur celle de l'orifice. Ainsi, par exemple, si l'orifice communiquait avec le vide, la surface seule du liquide dans le vase serait pressée par l'air; or nous verrons plus tard qu'à la surface de la terre la pression de l'air équivaut à une colonne d'eau de $10^m,4$, qui aurait pour base l'étendue du corps : ainsi, dans ce cas, la pression réelle à l'orifice, de dedans en dehors sera exactement la même que si cet orifice s'ouvrait dans l'air, et si la hauteur de l'eau dans le vase était augmentée de $10^m,4$.

245. *Dépense par des orifices percés en mince paroi.* Si la veine liquide ne se contractait pas en sortant de l'orifice, tous les filets liquides qui la composent auraient la même vitesse, et la dépense dans un temps donné serait égale à la vitesse multipliée par la surface de l'orifice; mais la veine se contracte, et d'une quantité trop grande pour pouvoir être négligée. Si on connaissait la section de la veine où les molécules commencent à avoir des vitesses égales et parallèles, le produit de cette section par la vitesse due à la hauteur représenterait la dépense, non pas exactement, car les circonstances qui produisent la contraction diminuent nécessairement la vitesse moyenne, mais cette diminution est très petite, puisque cette vitesse ne diffère pas de $\frac{1}{100}$ de la vitesse théorique (243). Mais comme il est impossible de reconnaître et de mesurer la section contractée ainsi définie, on a employé la dépense pour déterminer le rapport de sa surface à celle de l'orifice. Supposons, par exemple, qu'un liquide renfermé dans un vase s'écoule sous une charge constante h, par un orifice percé en mince paroi dont la surface est a: en désignant par Q le volume d'eau écoulé pendant une seconde et par v la vitesse, on aura $Q = vak$, k étant le rapport de la section contractée à la surface de l'orifice, et $v = \sqrt{2gh}$; va étant la dépense dans le cas d'une contraction nulle, le rapport

entre la dépense réelle et la dépense théorique *va* donnera *k*. Pour faire ces expériences il faut nécessairement maintenir le niveau dans le vase à une hauteur constante pendant toute la durée de l'écoulement. On peut y parvenir par plusieurs procédés : 1° par un trop-plein, c'est-à-dire en faisant arriver dans le vase une quantité d'eau plus considérable que celle qui s'écoule par l'ouverture inférieure ; 2° au moyen de plusieurs dispositions particulières dont il ne sera question que dans le chapitre suivant ; 3° au moyen d'un appareil fort ingénieux imaginé par M. Prony, représenté dans les figures 133 et 134. *ABCD* est un réservoir rectangulaire garni d'une plaque *yy* en cuivre mince percée d'orifices à différentes hauteurs et de différents diamètres, que l'on peut déboucher à volonté. Dans ce réservoir plongent deux caisses rectangulaires *M* et *N*, fermées par le bas et fixées entre elles par des tringles de fer, et qui servent de flotteur ; elles supportent, au moyen des tiges *p* et *q*, un réservoir mobile *X*, placé au dessus du réservoir *ABCD*. Vis-à-vis l'orifice *o* on place un entonnoir terminé par un tuyau en cuir dont l'extrémité débouche dans le réservoir mobile. Il résulte de cette disposition que, pendant l'écoulement, le poids qui agit sur le flotteur augmente exactement du poids de l'eau écoulée : par conséquent il s'enfonce à chaque instant d'une quantité telle, que le nouveau volume d'eau qu'il déplace est égal à celui qui s'est écoulé ; ainsi le niveau reste le même.

On a trouvé ainsi les résultats suivants : 1° La forme de l'orifice est sans influence, à moins que son contour ne présente des angles rentrants. 2° Pour des orifices percés en minces parois dont le diamètre excède 10 millimètres, la section contractée est à peu près égale à 0,6 de la surface de l'orifice. 3° Pour les orifices très petits, la section contractée est un peu plus grande, ce qui provient probablement de ce que l'épaisseur de la paroi devient alors sensible, et qu'il se produit un effet analogue à celui qui résulte des ajutages. 4° Avec le même orifice, la dépense est plus grande quand la surface dans laquelle il est percé est concave en dedans que quand elle est plane ; et c'est le contraire quand cette surface est convexe.

246. *Unité des fontainiers.* L'unité dont se servent les fontainiers pour mesurer les eaux courantes porte le nom de *pouce d'eau;* c'est la quantité d'eau qui s'écoule par un orifice circulaire d'un pouce de diamètre, percé dans une mince paroi verticale, sous une charge de 7 lignes d'eau à partir du centre de l'orifice. Le volume d'eau qui s'écoule pendant une minute est de 14 pintes anciennes

de Paris, ou par 24 heures de 19,2 mètres cubes. Le demi-pouce d'eau est la quantité d'eau qui s'écoule par un orific ecirculaire d'un demi-pouce de diamètre sous une charge d'eau de 7 lignes : ainsi la quantité d'eau fournie par un demi-pouce est le quart de celle qui est fournie par un pouce ; celle qui est fournie par une ligne d'eau est également, non pas la 12ᵉ, mais la 144ᵉ partie de celle fournie par un pouce.

247. *Choc des veines contre des obstacles fixes.* Lorsqu'une veine rencontre une surface quelconque, la veine ne se réfléchit point; si la surface est plane, elle la suit sans s'en détacher; si elle est courbe elle la suit toujours sur une étendue plus ou moins considérable. Ainsi, par exemple, quand une veine tombe normalement sur une sphère, elle se répartit uniformément sur toute sa surface et s'en détache à l'extrémité opposée. Un jet qui tombe normalement sur un cylindre ne l'abandonne que quand les deux parties du jet, venant à se rencontrer sur l'arête opposée, s'y réunissent pour former une nappe commune; mais lorsque le jet ne rencontre pas le cylindre normalement, la veine suit la surface du cylindre dans une certaine étendue, et s'en sépare ensuite dans une direction, en général très inclinée, sur la direction primitive du jet. Ces phénomènes, qui ont été observés par M. Savart, paraissent dépendre de l'adhérence des liquides avec les corps qu'ils viennent frapper.

248. Lorsqu'une veine liquide rencontre la surface d'un corps, au premier instant la pression est excessivement grande, et, quelle que soit la résistance du corps, il est toujours plus ou moins ébranlé; mais aussitôt que les filets liquides se sont détournés de leur direction, ils exercent une pression due à leur force centrifuge et qui peut être équilibrée par un poids. On a trouvé par le calcul que, quand la surface qui rencontre la veine est plane, perpendiculaire à la direction du jet, et assez étendue pour que les molécules liquides s'échappent toutes parallèlement à sa direction, la pression exercée contre le plan est égale à $2Sh$, S étant la section de la veine, et h la hauteur du liquide qui produit l'écoulement. Ainsi, elle est égale à la pression qui serait exercée contre une surface S par une colonne de liquide ayant une hauteur $2h$, et au double de la pression qui produit l'écoulement de la veine. Voici maintenant les résultats des expériences de M. Savart. Lorsqu'une veine tombe sur une surface égale à sa section, la pression sur la surface est égale au poids d'un cylindre de liquide ayant pour base la surface du plan, et pour hauteur la

hauteur génératrice de la vitesse, c'est-à-dire la pression statique. Quand la surface choquée a une étendue suffisante pour que toutes les molécules s'échappent dans sa direction, la pression est deux fois plus grande que la pression statique; enfin, si la veine est reçue dans une surface creuse sphérique un peu moindre qu'une demi-sphère, la pression s'élève jusqu'à quatre fois la pression statique. Le second résultat est conforme à la théorie ; le premier provient de ce qu'un certain nombre de molécules conservent, du moins en partie, leur vitesse d'impulsion ; et le dernier de ce que les molécules s'échappent avec une vitesse sensiblement égale à la vitesse d'impulsion, mais dirigée en sens contraire : alors la pression doit être double de la pression produite dans le second cas. M. Savart a obtenu les résultats que nous venons de rapporter en fixant la surface choquée à une balance, dirigeant le jet de bas en haut, et déterminant les poids qu'il fallait mettre ou enlever pour rétablir l'équilibre. Le même physicien a également constaté que les vitesses des molécules dans une même tranche normale à l'axe du jet étaient exactement les mêmes.

249. Lorsqu'une veine rencontre un plan circulaire perpendiculaire à sa direction, les changements de forme qu'elle éprouve sont accompagnés de circonstances fort remarquables, qui ont été observées avec beaucoup de soin par M. Savart. Pour prendre une idée nette de ces phénomènes, on peut se servir d'un appareil composé d'un tube de 1 décimètre de diamètre et de 2 mètres de hauteur, dont l'extrémité inférieure est fermée par une platine de métal percée à son centre d'un orifice de 5 à 15 millimètres de diamètre (*fig.* 135). Le tube étant fixé verticalement et plein d'eau, on place à 1 ou 2 centimètres au dessous de l'orifice un disque métallique circulaire à bords tranchants de 2 à 3 centimètres de diamètre, monté sur une tige de $0^m,70$ que l'on puisse placer de manière que le centre du disque corresponde avec le centre de l'orifice.

A l'instant où l'écoulement est établi, il se forme autour du disque une nappe circulaire mince, unie, transparente, terminée par une zone annulaire, parsemée de stries rayonnantes et circulaires, qui projettent au loin une multitude de gouttelettes (*fig.* 136). Cette partie extérieure de la nappe a été désignée sous le nom d'auréole. La nappe éprouve de petits mouvements périodiques d'élévation et d'abaissement qui produisent un son très sourd, et une variation périodique de diamètre qui donne naissance à un son fort et soute-

nu lorsqu'on met une membrane tendue en contact avec le bord de l'auréole.

Le niveau du liquide s'abaissant continuellement, le diamètre de la nappe s'agrandit et l'épaisseur de l'auréole diminue; bientôt cette dernière disparaît, et le diamètre de la nappe est arrivé à son maximum : elle a alors la forme d'une large capsule parfaitement unie. La pression continuant à décroître, la nappe diminue graduellement de diamètre et sa courbure augmente (*fig.* 137), et sous une pression deux fois plus petite que celle qui correspond au maximum de diamètre elle se ferme entièrement (*fig.* 138). Alors elle décroît insensiblement de volume; mais quand la pression devient très petite, sa partie supérieure se relève brusquement (*fig.* 139); puis, après un temps extrêmement court, la première forme reparaît, et ces changements instantanés de forme se renouvellent périodiquement sept à huit fois, jusqu'à ce que la nappe, diminuant toujours de volume, disparaisse entièrement. Alors il se forme sur la couche d'eau qui recouvre le disque des ondes fixes annulaires, qui naissent près de la circonférence et se propagent jusqu'au centre; à cet instant elles disparaissent à la circonférence, où elles sont remplacées par un bourrelet beaucoup plus élevé. Ensuite le jet se recouvre d'ondes qui naissent de sa partie inférieure et l'envahissent dans toute son étendue; enfin ces ondes disparaissent à la base, le jet cesse d'être continu et l'écoulement s'arrête.

Ces différents phénomènes sont modifiés par le diamètre de l'orifice et celui du disque, par la vitesse d'écoulement, la nature et la température du liquide, et par la distance du disque à l'orifice.

1° La nappe atteint son maximum de diamètre à des pressions d'autant plus faibles que le diamètre de l'orifice est plus grand, et son diamètre absolu est d'autant moindre que l'orifice est plus petit. 2° Les pressions auxquelles les nappes se ferment sont sensiblement moitié de celles qui correspondent à leur maximum de diamètre, et leurs diamètres sont proportionnels à ceux des orifices quand ils sont compris entre 3 et 20 millimètres. 3° A partir de 1 à 2 centimètres, l'accroissement de distance du disque donne lieu à des phénomènes analogues à ceux qui résultent d'une augmentation de pression et d'une diminution de diamètre de l'orifice. 4° Lorsque le jet a différentes directions, la pesanteur ne modifie sensiblement la forme des nappes que quand la pression est très petite. 5° Lorsqu'on fait varier le diamètre du disque à partir du diamètre de la veine, toutes les autres circonstances restant les mêmes, le diamètre de la

nappe, d'abord nul, croît jusqu'à une certaine limite d'autant plus éloignée que la pression est plus grande; ensuite elle décroît, et devient nulle de nouveau : alors la nappe étendue sur le disque est terminée par un bourrelet dont le diamètre intérieur est d'autant plus grand que la pression est plus forte. 6° La température seule variant, le maximum de diamètre de la nappe a lieu pour l'eau à 4°; à 100° la nappe n'existe pas; une très petite quantité d'acide ajoutée à l'eau empêche la nappe de se fermer.

Ainsi les phénomènes dont il est question dépendent de la vitesse d'impulsion, de la pesanteur, de l'action moléculaire du liquide, et de l'adhérence du liquide pour le disque. Quant aux variations brusques de dimension et de forme qu'éprouve la nappe sous de faibles pressions, le diamètre du disque, la matière dont il est formé, la forme arrondie ou anguleuse de son bord, sa distance à l'orifice et le diamètre du vase exercent une grande influence. Par exemple, avec des vases de 3 ou 4 décimètres de diamètre on n'observe pas de relèvement, si ce n'est quand la pression est excessivement faible, mais seulement des changements brusques de dimension. M. Savart a démontré par des expériences très curieuses que le changement de courbure était dû à un changement de signe dans la différence des vitesses des molécules des deux surfaces de la nappe. Il faut alors nécessairement admettre que, sous de très faibles pressions qui ne dépassent pas 15 à 20 centimètres, non seulement l'écoulement n'a lieu qu'avec une vitesse périodique (240), mais, de plus, qu'à des intervalles de temps plus ou moins considérables la vitesse de l'écoulement décroît brusquement, et que ces décroissements sont accompagnés de variations de vitesse dans les molécules de l'axe et de la circonférence de la veine. Ce fait paraît d'ailleurs exister pour les très grandes pressions : car le son des auréoles, de même que celui des parties troubles des veines, décroît par secousses, et non pas graduellement, à mesure que la pression diminue.

250. *Choc des veines entre elles.* M. Savart a examiné les effets qui résultent de deux veines qui se meuvent en sens contraire, et qui se rencontrent dans la même direction. Dans toutes les expériences les liquides s'écoulaient de deux vases cylindriques placés parallèlement (*fig.* 139 *A*). Voici les principaux phénomènes observés.

1° Lorsque les deux vases se vident librement sous des pressions égales, la durée de l'écoulement est la même, pour chacun d'eux,

que si les veines ne se rencontraient pas, que les diamètres des vases et des orifices soient égaux ou inégaux. Quand les orifices et les diamètres des vases sont égaux, ainsi que la pression à l'origine de l'écoulement, l'égalité de pression subsiste pendant toute la durée de l'écoulement, et il se forme au point de rencontre des deux veines une nappe circulaire plane, perpendiculaire à l'axe des veines. Si les orifices sont égaux et les diamètres des vases différents, la nappe s'applique contre le plan de l'orifice du vase de moindre diamètre, et l'égalité de pression subsiste encore. Si les diamètres des orifices sont eux-mêmes différents, l'égalité de pression peut encore subsister, du moins tant qu'ils sont dans un rapport plus petit que celui de 1 à 2 ; mais l'équilibre qui s'établit alors entre les deux pressions est instable, la plus faible agitation peut le détruire.

2° Lorsque les niveaux des deux vases sont maintenus à une hauteur constante, la dépense est égale à celle qui aurait lieu si les veines ne se rencontraient pas, et il se produit une nappe plane quand les orifices sont égaux, et, dans le cas contraire, une nappe ellipsoïdale tournée du côté de la veine la plus petite, pourvu que le rapport des diamètres des orifices n'excède pas celui de 1 à 3.

3° Lorsque le niveau de l'un des vases est seul maintenu constant, l'autre ne dépense rien, et il se forme contre le plan de son orifice une nappe adhérente. Le même résultat a lieu quand l'orifice du vase à niveau constant est plus grand que l'autre ; dans le cas contraire, la dépense du vase ayant le plus grand orifice est encore nulle quand le rapport des diamètres n'excède pas celui de 2 à 1. Pour une plus grande différence, le niveau du vase qui ne reçoit point de liquide s'abaisse par oscillations, jusqu'à ce qu'il ait atteint une certaine limite qui n'a rien de bien fixe, et alors la différence des niveaux reste constante.

4° Lorsque les vases ont le même diamètre, que les orifices sont égaux, et que leurs centres sont placés sur la même ligne horizontale, si l'un des vases est plein et l'autre vide, la veine liquide pénètre dans le second vase ; la masse de liquide se partage également entre eux dans un temps qui n'est que les deux tiers de celui qu'il faudrait si les vases communiquaient entre eux par un orifice égal à celui qui lance la veine.

251. *Écoulement par des tuyaux additionnels.* Quand on place un ajutage sur l'orifice d'écoulement, il peut arriver que la veine passe dans l'ajutage sans le toucher : alors l'ajutage ne modi-

fie en rien la veine ni la dépense. Il peut également arriver que la veine adhère à l'ajutage: alors l'écoulement se fait à plein orifice. Dans ce dernier cas, et quand l'ajutage est cylindrique, si sa longueur n'excède pas quatre fois son diamètre, la dépense est augmentée à peu près de 1/3. Lorsque l'ajutage est évasé, on peut obtenir encore une plus grande dépense; mais si l'ajutage était placé en dedans du vase, la dépense serait diminuée. L'effet produit par les ajutages exige nécessairement que la veine soit adhérente, et cette condition ne peut être satisfaite qu'autant que le liquide peut mouiller la paroi intérieure de l'ajutage, et, en outre, que la pression qui produit l'écoulement n'excède pas certaines limites.

252. *Ecoulement par de longs tuyaux.* Lorsqu'un liquide s'écoule par un tuyau d'une grande longueur, les frottements qu'il éprouve diminuent sa vitesse, qui est alors souvent beaucoup plus petite que celle qui résulte de la formule $V = \sqrt{2gh}$.

D'après les expériences d'Eytelwein, en désignant par Q la dépense par seconde, par H la hauteur génératrice de la vitesse, c'est-à-dire la distance verticale du centre de l'orifice d'écoulement au niveau de l'eau dans le réservoir, par D le diamètre constant de la conduite, et par L la longueur du tuyau, on a

$$Q = 20,8 \sqrt{\frac{HD^5}{L + 54\,D}}, \text{ et } V = \frac{4Q}{\pi D^2} = 26,44 \sqrt{\frac{HD}{L + 54D}}.$$

D'après M. de Prony, $V = 26,79 \sqrt{\frac{DH}{L}}$; mais cette dernière formule exige que L soit très grand par rapport à D. M. de Prony l'a vérifiée sur des conduites dont les longueurs se sont étendues jusqu'à 2280 mètres.

Ces formules supposent que le tuyau est rectiligne, de même diamètre dans toute son étendue, et que l'orifice d'écoulement a le même diamètre que la conduite.

253. *Ecoulement par des tuyaux capillaires.* Les tuyaux capillaires diminuent beaucoup plus la vitesse que ceux dont le diamètre est considérable, parce que, le frottement n'agissant directement que sur le liquide qui touche les parois, l'action de celui-ci sur la colonne liquide est d'autant plus grande que la section est plus petite par rapport au contour.

Les liquides qui ne peuvent pas mouiller la substance solide des tubes cessent complétement de s'écouler sous une certaine pression pour la même longueur, ou pour une certaine longueur lorsque la pression reste la même. Par exemple, le mercure cesse de s'écouler par un tube de verre dont le diamètre est de $1^{mm},12$, lorsque, sa charge restant de $9^{mm},5$, la longueur est de 375 millimètres. Elle cesserait à plus forte raison si, la charge étant la même, la

la longueur augmentait, ou si le diamètre diminuait, ou si, ces deux éléments restant les mêmes, la charge devenait plus petite.

Quand les liquides peuvent mouiller les tubes, l'écoulement ne cesse point, mais il se ralentit par l'allongement du tube ou la diminution du diamètre. La vitessse est la même quand l'extrémité du tube est plongée dans un liquide de même nature, ou quand il débouche dans l'air. La dépense augmente avec la température. Enfin, les inégalités de vitesse d'écoulement des différents liquides dans les mêmes circonstances ne paraissent pas dépendre uniquement de la viscosité, car l'alcool coule moins vite que l'eau, l'eau sucrée et l'huile de térébenthine coulent plus vite que l'eau. On peut facilement constater ces inégalités de vitesse en mesurant la hauteur du jet vertical.

On avait cru pouvoir expliquer ces phénomènes, en admettant qu'une couche d'eau restait adhérente aux parois du tube; mais la grande épaisseur que, dans certains cas, il fallait supposer à cette couche, rendait cette supposition peu probable; d'ailleurs on peut démontrer directement qu'il n'en est point ainsi, en mettant dans l'eau des poussières fines, d'une densité peu différente : elles sont entraînées par le liquide, et on voit des parcelles se mouvoir à une distance des parois tout à fait inappréciable.

254. *Pressions latérales des liquides en mouvement.* Nous avons vu que les liquides jouissaient de la propriété de transmettre la pression dans tous les sens ; mais cela n'a lieu que quand les liquides sont en repos : quand ils sont en mouvement, ils se meuvent comme les corps solides, et ne transmettent latéralement la pression que quand ils rencontrent des obstacles à leur mouvement. D'après Daniel Bernouilli, quand un liquide s'écoule par un tuyau cylindrique, la pression en un point quelconque du tuyau, et perpendiculairement à sa surface, est égale (indépendamment de la pression due au poids de la tranche liquide correspondante et à la pression de l'air qui se transmet intégralement par les deux extrémités), à la hauteur du niveau du liquide au dessus du centre de la section correspondante au point, diminué de la hauteur du liquide qui produirait la vitesse qui existe réellement au point dont il est question; ou, en d'autres termes, la pression est égale à la différence des hauteurs correspondant à la charge et à la vitesse réelle. On voit d'après cela que la pression en un point quelconque sera d'autant plus grande que la vitesse y sera plus diminuée; qu'elle sera nulle quand la vitesse réelle sera égale à

celle due à la charge en ce point, et qu'elle sera négative si la vitesse était plus grande. Le premier cas se rencontre dans un tuyau horizontal, attendu que la vitesse est diminuée par le frottement; le second, quand le tuyau est vertical ou incliné, attendu que, la section de la veine ne pouvant pas diminuer, la vitesse à une certaine hauteur est plus grande que la vitesse due à la hauteur du niveau au dessus de ce point. La loi de Bernouilli a été vérifiée par des expériences assez multipliées pour que l'on puisse la regarder comme suffisamment exacte (*Hydrodynamique* de Bossut et de Dubuat). Si le tuyau était courbe, il faudrait ajouter à la pression ainsi déterminée celle qui proviendrait de la force centrifuge.

La loi de Bernouilli que nous venons de citer suppose que le tuyau est cylindrique. Si le tuyau avait des renflements et des étranglements, il serait difficile de trouver la loi des pressions latérales. Alors l'expérience indique qu'avant chaque étranglement la pression est positive, et qu'elle peut être négative après. Quand le tuyau par lequel s'échappe un liquide est court et évasé, et que le liquide s'écoule à plein orifice, la pression contre les bords évasés du tuyau est toujours négative.

On peut mesurer la pression latérale dans un tuyau, et en reconnaître le signe en y plaçant un tube de verre recourbé, ouvert par les deux bouts (*fig.* 140) et renfermant de l'eau ou du mercure. La figure 141 représente l'appareil à l'aide duquel on peut reconnaître la pression négative dans un tuyau vertical; figure 142, l'appareil à l'aide duquel Venturi a prouvé le premier l'aspiration qui se développe contre les parois d'un ajutage cylindrique ou évasé. La veine tendant naturellement à se contracter, un ajutage cylindrique produit évidemment l'effet d'un ajutage évasé. Dans une expérience de Venturi, ce physicien a constaté que l'aspiration contre le bord de l'ajutage près de son origine était presque le double de la hauteur de l'eau dans le vase.

255. *Réaction produite dans un vase par l'écoulement du liquide qu'il renferme.* Lorsqu'un liquide est en repos dans un vase, les pressions sur les parois opposées, étant égales et de signes contraires, se détruisent mutuellement et ne peuvent imprimer aucun mouvement au vase; mais si on perce la paroi en un point quelconque, le liquide s'échappera perpendiculairement à la surface de cette paroi, et le vase sera poussé en sens contraire par la pression sur la paroi opposée à l'orifice, qui n'est plus contrebalancée par la résistance

de la portion de la paroi supprimée. C'est, en effet, ce qu'il est facile de vérifier en suspendant à un fil AB (*fig.* 143) un petit ballon M plein d'eau et garni d'une tubulure m. A l'instant où l'on permet au liquide de s'échapper, le vase se meut en sens contraire de l'écoulement, et le fil AB s'écarte du fil à plomb AC d'une quantité d'autant plus grande que le diamètre de l'orifice et sa distance au niveau intérieur du liquide sont plus grands. On peut obtenir un effet analogue en faisant flotter un vase sur l'eau (*fig.* 144). On peut encore rendre beaucoup plus sensibles les mouvements produits par l'écoulement, au moyen de l'appareil (*fig.* 145) : il consiste en un tube creux vertical AB, terminé inférieurement par une douille garnie d'ajutages percés d'orifices latéraux, et supérieurement par un entonnoir ; les deux extrémités du cylindre sont garnies de tiges terminées par des pointes qui s'engagent dans des cavités pratiquées dans les supports M et N, de sorte que l'appareil peut tourner librement autour de l'axe du cylindre ; on fait arriver un courant d'eau dans l'entonnoir : ce liquide s'échappe par les orifices latéraux m, m', m'', et produit un mouvement de rotation en sens contraire de l'écoulement.

256. *Eaux jaillissantes.* Puisque la vitesse du liquide qui s'écoule par un petit orifice est égale à celle qu'acquerrait un corps en tombant d'une hauteur égale à celle du niveau du liquide au dessus de l'orifice, et que la vitesse à la fin de la chute est égale à la force de projection qui devrait animer ce corps pour atteindre cette hauteur (00), il en résulte que, si le jet est vertical ou dirigé en dessus de l'horizon, il doit s'élever jusqu'à la hauteur du réservoir. Mais le jet ne parvient jamais à cette hauteur ; plusieurs causes s'y opposent. Ces causes sont 1° le frottement dans le tuyau de conduite et dans l'ajutage, 2° la résistance de l'air, 3° la chute du liquide qui retombe sur celui qui s'élève. Il est évident qu'on augmentera la hauteur du jet en prenant des orifices d'un très petit diamètre relativement à celui des tuyaux de conduite, en les perçant dans une paroi très mince, et enfin en inclinant un peu le jet.

En combinant les expériences de Mariotte avec celles de Bossut, on trouve qu'en désignant par h la hauteur de l'eau au dessus de l'orifice, et par h' la hauteur du jet, on a

$$h' = h - 0{,}1h^2,$$

l'orifice étant percé en mince paroi, et la vitesse de l'eau dans le tuyau ne dépassant pas 2 à 3 décimètres par seconde.

257. *Ecoulement dans des canaux.* Il n'en est pas des canaux comme des tuyaux de conduite : les canaux, étant ouverts à leur

partie supérieure, n'ont aucune influence sur la dépense du réservoir ; un canal de forme quelconque, dont le régime est établi, fournit dans le même temps la même quantité d'eau qu'il reçoit du réservoir à son autre extrémité, et, par conséquent, dans une tranche quelconque du canal il passe la même quantité d'eau dans le même temps. Il suit de là que la vitesse du courant augmente à mesure que le canal devient plus étroit, et diminue lorsque sa largeur augmente ; et comme la vitesse est due à la pesanteur, elle augmente avec la pente du canal. Lorsque le canal a une pente uniforme, et que sa section est la même dans toute son étendue, la vitesse est uniforme. Mais, dans une même tranche du canal, la vitesse n'est point égale pour toutes les molécules : celles qui sont situées contre les parois sont retardées par leur frottement contre ces parois, et elles retardent à leur tour celles qui les avoisinent. Le maximum de vitesse existe à la surface, au centre du courant. Il résulte des expériences de M. de Prony, qu'en désignant par V la vitesse maximum du courant, et par v la vitesse moyenne, cette dernière est donnée par la formule $v=V(V+2,37187):(V+3,15312)$. Quant aux fleuves et aux rivières, lorsque le niveau reste constant dans chaque section transversale, la quantité d'eau qui s'écoule par chacune d'elles est encore constante ; mais la vitesse moyenne varie d'une tranche à une autre en raison inverse de la surface de la section, et dans chaque section la vitesse varie d'un point à un autre. Le maximum a encore lieu au milieu de la surface du courant ; mais l'expérience n'a point appris comment la vitesse moyenne peut se déduire de la vitesse maximum.

258. *Résistance des liquides au mouvement des corps solides qui y sont plongés ou qui flottent à leur surface.* La résistance qu'un corps solide éprouve à se mouvoir dans un liquide provient de deux causes différentes : la première résulte du mouvement qu'il communique aux parties du liquide qu'il déplace successivement ; et la seconde, de la force nécessaire pour désunir les parties du liquide entre lesquelles il vient s'interposer. La première cause doit varier comme le carré de la vitesse, car elle est proportionnelle à la masse du fluide qui reçoit du mouvement et à la vitesse qui lui est communiquée, et la masse du fluide déplacé est évidemment proportionnelle à la vitesse. Cependant l'expérience a fait connaître que cette résistance augmente avec la vitesse suivant une loi beaucoup plus rapide. Il est probable que cette anomalie provient de

l'élévation du liquide en avant et de la dépression qui se produit derrière quand les corps flottent, et du vide qui tend à se former derrière eux quand ils sont entièrement submergés. Il paraît aussi que, pour des corps semblables, les résistances sont proportionnelles aux dimensions homologues, du moins c'est ce qui a été constaté pour des corps sphériques. Quant à l'influence de la forme des corps, elle est très grande; on sait seulement que, pour une surface plane, la résistance est d'autant plus petite que le choc a lieu sous une plus petite inclinaison, que la résistance d'une surface concave est plus grande que celle d'une surface convexe. La longueur du corps, ainsi que sa forme à l'arrière, ont aussi une grande influence en facilitant plus ou moins l'accès du liquide dans le vide que le corps en mouvement tend à former derrière lui.

La seconde cause de résistance, celle qui est due à l'adhérence des molécules du liquide, est beaucoup plus petite que la première, du moins dans les liquides ayant peu de viscosité. Coulomb l'a étudiée avec le soin qu'il a mis dans toutes ses recherches; c'est de son mémoire que nous avons extrait ce qui suit.

L'appareil de Coulomb (*fig.* 146) est composé d'un châssis *ABCD*, dont la partie horizontale *BC* soutient un cercle divisé fixe *E*, portant à son centre une tige verticale mobile garnie d'une aiguille *ab*, et inférieurement d'une pince *c* qui reçoit un fil de cuivre *de*, dont l'extrémité est fixée dans la pince *f* du cylindre *fg*; ce cylindre porte deux cercles métalliques horizontaux *FG* et *IK*, invariablement fixés avec lui; le premier seul est divisé, le second est destiné à être plongé dans le liquide contenu dans le vase *XY*; un index *hi*, fixé sur le support *HD*, est destiné à mesurer l'amplitude des oscillations du disque plongé dans le liquide. Pour se servir de cet appareil, Coulomb plaçait l'index *hi* sur le zéro de la division du cercle *FG*; il donnait un léger mouvement de rotation à ce disque et l'abandonnait à lui-même : la force de torsion du fil métallique *de* le faisait osciller, et il observait, après un certain temps, la diminution de l'amplitude des oscillations.

Il est évident que, dans ces expériences, la résistance du fluide due à l'inertie est nulle, car aucune partie du fluide n'est déplacée, et que la seule qui se manifeste est due à la cohésion du fluide. Coulomb, en soumettant au calcul les résultats d'un grand nombre d'observations, a trouvé 1° que la résistance due à la cohésion des liquides est proportionnelle à la vitesse; 2° qu'elle est indépendante de la nature de la surface du corps; 3° que la pression à laquelle le

fluide est soumis est également sans influence sur la valeur absolue de cette résistance.

§ VII. *Emploi des corps liquides pour transmettre et modifier les forces.*

259. Nous avons vu précédemment que, quand un liquide est renfermé dans un vase fermé de toutes parts, et qu'on exerce une pression en un point quelconque de la paroi, elle se transmet sur tous les autres. C'est sur cette propriété caractéristique des liquides qu'est fondé leur emploi comme machine. De toutes les machines dont le jeu repose sur les propriétés des liquides, la plus importante est la presse hydraulique, dont la découverte est due à Pascal.

260. *Presse hydraulique.* Considérons un tube deux fois recourbé *ABCD* (*fig.* 147), dont les branches cylindriques et verticales aient des diamètres inégaux, et supposons que, ce tube étant rempli d'un liquide quelconque, on applique sur les surfaces libres du liquide les deux pistons *M* et *N*. Si une force quelconque *P* agit sur le piston *N*, cette force se transmettra à travers le liquide, et le piston *M* sera poussé en sens contraire avec une force qui sera à la force *P* comme la surface du piston *M* est à la surface du piston *N*; car, chaque portion de la paroi dont l'étendue est égale à celle du piston *N* supporte une pression égale à *P*. Ainsi, dans l'appareil dont il est question, l'effet d'une force peut être augmenté dans un rapport quelconque; mais la vitesse communiquée est en raison inverse de cette augmentation de pression : car, lorsque le piston *N* descend d'une certaine quantité, le liquide déplacé ne s'élève dans le cylindre *AB* que d'une quantité réciproque aux surfaces *AA'* et *DD*. Ainsi, les effets de cette machine sont absolument semblables à ceux d'un levier dans lequel la puissance et la résistance seraient appliquées à des distances du point de rotation dans le même rapport que les surfaces des bases des cylindres *CD* et *AB*.

D'après cela on concevra facilement la disposition et l'effet de la presse hydraulique. La figure 148 représente l'élévation d'une presse hydraulique, et la figure 149 une coupe de la pompe d'injection sur une plus grande échelle. *A* est le corps de pompe de la presse : c'est un cylindre de fonte ou de bronze, ouvert seulement par la partie supérieure, pour recevoir le piston *B*. Ce dernier est un cylindre alesé sur toute sa longueur; il ne frotte contre le corps de pompe que dans la partie supérieure de ce dernier; *a* est une cavité garnie

d'un cuir imperméable à l'eau, ayant la forme d'un demi-canal annulaire, placé de manière que l'ouverture du canal soit tournée vers le bas : il est facile de voir que par cette disposition la partie du cuir qui touche le piston s'applique contre lui d'autant plus fortement que la pression est plus grande. *C* est un plateau de fonte fixé sur le piston, qui monte et descend avec lui, et qui sert à presser les objets contre la traverse fixe *E*, soutenue par les colonnes de fonte *DD*. *F* est une pompe d'injection qui se manœuvre au moyen d'un levier *Gd*, auquel on imprime un mouvement de va-et-vient, dans le sens vertical autour d'un des points d'appui *d* plus ou moins rapprochés de la tige du piston *H*. *J* est une bâche pleine d'eau dans laquelle la pompe d'injection s'alimente ; *K*, le tuyau de communication entre les deux pompes ; *L*, une soupape à poids qui sert à mesurer la pression ; *M*, une vis servant de soupape, au moyen de laquelle on opère la dépression en vidant l'eau qui retombe dans la bâche *J*; *N*, une autre vis qui sert à permettre ou à arrêter le jeu de la soupape *l* par laquelle l'eau s'introduit dans le tuyau de communication ; *o*, la soupape d'aspiration ; *P*, une crapaudine ou passoire que l'eau traverse pour arriver à la pompe d'injection ; *Q*, un tampon à vis dans lequel passe le piston *H* de la pompe d'injection.

Lorsqu'on élève le piston de la pompe d'injection *H*, la pression de l'air sur le piston du réservoir *J* fait ouvrir la soupape *o*, et le corps de pompe se remplit de liquide. Lorsqu'on abaisse le piston, l'eau renfermée dans le corps de pompe, par la pression qu'elle éprouve, ferme la soupape *o*, ouvre la soupape *l*, s'introduit dans le cylindre *A*, fait monter le piston *B*, et comprime les objets placés au dessus de la plaque *C*. Lorsque les objets doivent rester en presse, on ferme la soupape *l* au moyen de la vis *N* ; enfin on produit la dépression en détournant la vis *M*. Pour calculer l'effet de cette machine, supposons qu'on applique à l'extrémité du levier une force équivalente au poids de 25 kilogrammes, que la longueur de *Gd* soit d'un mètre, et *cd* de 5 centimètres : l'effort sur la tête du piston sera de 25 kilogrammes multipliés par $\frac{1^{m}}{0{,}05}$, c'est-à-dire de 500 kilogrammes ; et si nous supposons que la surface de la section du corps de pompe *A* soit cent fois plus grande que celle du corps de la pompe foulante, la pression exercée sur les corps soumis à l'action de la presse sera équivalente au poids de 50000 kilogrammes.

§ VIII. *Emploi des corps liquides comme moteurs.*

261. Lorsqu'un liquide est en mouvement, on peut toujours utiliser la force, ou du moins une partie de la force qui l'anime, pour faire mouvoir une machine. En partant des principes que nous avons exposés (156), on trouve que la puissance dynamique d'une chute d'eau est représentée par le produit p du poids de l'eau écoulée dans l'unité de temps par la hauteur h de la chute ; ph représente alors le maximum d'effet qui pourrait être produit. Mais cette puissance n'est jamais complétement recueillie par la machine : car l'eau, après avoir agi, doit s'écouler, et par conséquent conserver une certaine vitesse; ensuite comme les parties de la machine sur lesquelles l'eau agit directement doivent avoir une certaine vitesse, l'eau ne les presse que par la différence de sa vitesse et de celle qu'elles possèdent ; enfin, la machine ne transmet pas tout ce qu'elle a recueilli, à cause des frottements et des ébranlements. D'après ce que nous avons dit sur les machines en général, il est facile de voir que, si une machine élevait un poids d'eau p' à une hauteur h', le travail consommé serait $p'h'$, et comme le travail est toujours plus petit que la puissance dynamique du moteur, on aurait toujours $p'h'$ plus petit que ph. Ainsi une machine quelconque mue par une chute d'eau ne pourrait pas élever à la hauteur de la chute dans un certain temps un volume d'eau égal à celui qui a été employé pendant le même temps pour produire le mouvement de la machine. Les machines hydrauliques utilisent des fractions très variables de la puissance dynamique des moteurs suivant leur nature et celle des cours d'eau, et pour un moteur donné il y a toujours une disposition de machine qui est plus avantageuse que toute autre.

Les phénomènes physiques qui accompagnent la transmission du mouvement dans les roues hydrauliques à palettes ou à godets sont faciles à concevoir. Il en est de même des roues à réaction (*turbines*) dont nous avons développé le principe précédemment (255) ; mais il en est une, découverte par Montgolfier, dont le jeu est fondé sur des phénomènes dont il n'a point encore été question, et que nous devons décrire avec détail. Cette machine, connue sous le nom de *bélier hydraulique*, est destinée à élever de l'eau à une certaine hauteur par l'action d'une chute d'eau.

262. *Bélier hydraulique.* C (*fig.* 150) est un tuyau communiquant avec la partie inférieure d'un réservoir plein d'eau ; sur

ce tuyau se trouve une ouverture circulaire fermée par une soupape *E*, dont le poids est deux fois plus grand que celui d'un égal volume d'eau. Le tuyau *C* se termine par un tube carré *F*, fermé supérieurement et garni latéralement d'une soupape *G*, qui s'ouvre dans un réservoir *H*, communiquant avec le tuyau d'ascension *I*. L'eau du réservoir dans lequel est placé le bélier s'écoule par le tuyau *J*.

Lorsque l'eau commence à s'écouler par le tuyau *C*, la soupape *E* est ouverte, sa vitesse va en croissant, et avant qu'elle ait atteint son maximum la soupape *E* se soulève et arrête l'écoulement. Alors l'eau exerce contre toutes les parois du tuyau un choc dû à sa vitesse ; la soupape *G* est soulevée; une partie de l'eau passe dans la cloche, et de là dans le tuyau d'ascension. Immédiatement après, les parois qui ont été comprimées réagissent par leur élasticité, l'eau est refoulée vers le réservoir, il se forme une espèce de vide, les soupapes retombent, et l'eau recommence à s'écouler par les orifices *DD*; sa vitesse augmente graduellement, et bientôt la soupape *E* est soulevée de nouveau, et les mêmes phénomènes se reproduisent périodiquement. La soupape à piston *e* est destinée à renouveler l'air du réservoir *H*, qui est continuellement absorbé par l'écoulement de l'eau. Cette soupape est composée d'un prisme triangulaire mobile dans un tuyau circulaire, terminé aux deux extrémités par deux plaques percées, au centre, de deux petits orifices que le piston prismatique ferme alternativement. Après chaque coup de bélier la pression de l'air précipite le petit piston vers l'intérieur, et permet l'introduction d'une certaine quantité d'air, introduction qui se reproduit pendant le choc et qui se renouvelle périodiquement.

Le bélier hydraulique peut être employé pour élever l'eau à une très grande hauteur, mais non à une hauteur quelconque, parce que l'effet du choc peut toujours être détruit par une certaine pression, très grande à la vérité, mais qui pourtant a toujours une valeur finie. L'effet utile des béliers va jusqu'à 0,90, quand l'eau n'est pas élevée à une grande hauteur; il diminue à mesure que cette hauteur augmente, et finit, quand elle est très grande, par être au dessous des effets utiles des autres machines. Les béliers sont rarement employés, parce que le bruit qu'ils produisent est incommode, et qu'en général les ébranlements périodiques qu'ils éprouvent les mettent rapidement hors de service. J'ai vu cependant plusieurs béliers fonctionnant depuis plusieurs années.

CHAPITRE V.

CORPS GAZEUX.

§ I. *Constitution des corps gazeux.*

263. Dans les corps gazeux, comme nous l'avons déjà dit, les molécules sont à des distances plus grandes que le rayon d'affinité sensible, et la répulsion de la chaleur produit dans ces corps une force d'expansion qui ne peut être détruite que par la résistance des vases qui les contiennent, ou par des forces étrangères.

264. Jusqu'ici on a établi dans les corps gazeux deux grandes divisions : on admet qu'il existe des gaz qui conservent leur état, quelles que soient la pression qu'on exerce sur eux et la température à laquelle on les soumette; et d'autres qui, pour conserver leur état gazeux, exigent que la pression ne dépasse pas certaines limites, et que la température ne s'abaisse pas au dessous de certaines températures déterminées ; autrement ils retournent, du moins en partie, à l'état liquide. Les premiers ont reçu le nom de *gaz permanents*, ou simplement de *gaz ;* les autres sont désignés sous le nom de *vapeurs*. Cette division des gaz, en gaz permanents et en vapeurs, admise depuis long-temps, n'a cependant rien de réel : car plusieurs gaz que l'on regardait comme permanents ont été liquéfiés par une grande pression ou un grand abaissement de température, et on ne doit réellement les considérer que comme des vapeurs qui, dans les circonstances ordinaires de pression et de température, sont très dilatées. Nous reviendrons plus tard avec détail sur cet objet, et nous admettrons provisoirement la distinction dont il s'agit. Nous ne parlerons maintenant que des gaz proprement dits.

Avant d'étudier les propriétés des gaz, il est indispensable d'examiner d'abord celles de l'air atmosphérique, attendu que c'est au milieu de l'air que nous agissons toujours, que son influence est permanente, et qu'il est impossible de recueillir les autres gaz sans connaître les propriétés de celui-ci et les effets qui résultent de son accumulation autour de la terre.

Air atmosphérique.

265. *L'air est compressible et élastique.* On peut facilement démontrer que l'air jouit de cette double propriété en pressant une vessie pleine d'air : ce gaz cède à la pression, diminue de volume, et revient à son volume primitif aussitôt que la pression cesse d'agir. C'est en vertu de cette élasticité que les ballons à vessies pleines d'air bondissent sur les corps solides qu'ils viennent choquer.

266. *L'air communique également la pression dans tous les sens.* Cette propriété de l'air peut être mise en évidence au moyen de l'appareil *fig.* 151. *AB* est un cylindre dans lequel se meut un piston; *M* est un réservoir plein d'air communiquant avec la partie inférieure du corps de pompe, et dont la paroi est percée d'un grand nombre d'ouvertures qui reçoivent des tubes recourbés renfermant un même liquide : lorsqu'on descend le piston, l'air comprimé établit dans tous les tubes la même différence de niveau. Ainsi, quand de l'air est renfermé dans un vase, et qu'on exerce sur lui une pression quelconque, elle se transmet également sur tous les points de la paroi du vase et perpendiculairement à sa direction en ce point.

267. *L'air tend à se dilater.* Lorsque l'air est renfermé dans un vase ouvert plongé dans l'atmosphère, il conserve exactemen son volume, parce que l'air extérieur possède une force expansive égale à la sienne et qui la détruit. Mais si le vase, ayant des parois capables de résister à la pression de l'air extérieur, se trouvait fermé de toutes parts, de manière à soustraire le fluide intérieur à l'action de celui qui est extérieur, en augmentant la capacité du vase, l'air intérieur se dilaterait de manière à occuper toujours la totalité de l'espace dans lequel il peut se développer; en même temps sa force élastique décroîtrait, et le vase serait plus comprimé par l'air extérieur que par l'air intérieur : de sorte que, si une portion de la paroi était mobile, après la dilation de l'air intérieur, cette partie mobile serait refoulée vers l'intérieur avec une force d'autant plus considérable que l'air intérieur aurait été plus dilaté. On peut vérifier ce que nous venons d'énoncer au moyen de l'appareil *fig.* 152. *AB* est un tube cylindrique dans lequel se meut le piston *m*; *C* est un robinet fixé à l'extrémité du tube. Lorsque le robinet est ouvert il est facile de faire mouvoir le piston dans tous les sens, parce que l'air peut librement entrer ou sortir. Mais, si l'on ferme le robinet,

on éprouve une résistance croissante pour abaisser ou pour élever le piston, parce que, dans lepremier cas, l'air se comprime, et que sa force élastique augmente ; et dans le second, parce que l'air qui est renfermé sous le piston se dilate, et que sa force élastique devient plus petite que celle de l'air qui est en contact avec la partie supérieure du piston. Au moyen de l'appareil *fig.* 151, on pourrait facilement reconnaître que la force élastique de l'air dilaté est la même dans tous les points de l'espace qu'il occupe.

268. *Pesanteur de l'air.* La matérialité et la pesanteur de l'air sont des conséquences nécessaires de la résistance qu'il oppose au mouvement et de la propriété qu'il possède de le communiquer. Mais on peut facilemeut reconnaître la pesanteur et déterminer le poids de l'air par l'expérience suivante. *A* (*fig.* 153) est un ballon de verre d'une capacité connue, garni d'une virole à robinet *B;* on pèse le ballon plein d'air; ensuite, par des moyens que nous indiquerons plus tard, on enlève l'air qu'il renferme : en pesant de nouveau le ballon, on trouve qu'il a diminué de poids, et en divisant la perte de poids par le nombre de litres que contient le ballon, on peut en déduire exactement le poids d'un litre d'air dans les circonstances de l'expérience.

Il semble, au premier abord, que cette expérience pourrait être faite au moyen d'une vessie que l'on pèserait successivement vide et pleine d'air ; mais, avec un peu de réflexion, il est facile de reconnaître que le poids ne varierait pas dans ces deux circonstances. En effet, quand la vessie est pleine, son poids est égal à celui de l'enveloppe tel qu'il serait dans le vide, plus le poids de l'air que la vessie renferme, moins le poids du volume d'air déplacé (103); et quand elle est plus ou moins dégonflée, la diminution de l'air intérieur étant égale à la diminution du volume d'air déplacé, et l'air intérieur ayant la même densité que l'air extérieur, il en résulte nécessairement que son poids dans l'air est toujours le même, quelle que soit la quantité d'air qu'elle contienne. Cependant si, quand la vessie est pleine, l'air y était fortement comprimé, son poids serait plus grand que quand la vessie est en partie dégonflée et que l'air intérieur a la densité de l'air extérieur, et il est facile de voir que cette différence serait égale à la différence de poids du volume d'air de la vessie sous les pressions intérieure et extérieure.

Pour démontrer la pesanteur de l'air et son action pour soutenir les corps qui y sont plongés, on peut faire l'expérience suivante. Sous une cloche reposant sur le plateau d'une machine pneu-

matique on met une petite balance (*fig.* 154) qui supporte deux boules en équilibre *A* et *B*, ayant des diamètres très différents : on emploie ordinairement une boule creuse et une boule pleine. Lorsqu'on a fait le vide sous la cloche, l'équilibre n'existe plus, la grosse boule l'emporte sur l'autre, parce que chaque boule a gagné en poids celui du volume d'air qu'elle déplaçait.

Lorsqu'un vase est plein d'air, indépendamment des pressinos provenant de la force élastique de l'air et de celles qui sont dues aux forces étrangères qui agissent sur certaines parties de la masse, chaque point de la surface éprouve encore une pression due au poids de l'air, et qui dépend de la distance de ce point à la partie supérieure du vase; mais cette dernière pression est si petite qu'on peut presque toujours la négliger.

269. *Atmosphère.* L'atmosphère est la masse d'air qui environne la terre de tous côtés, et dans laquelle sont plongés tous les corps qui sont à sa surface. Ses différentes propriétés sont des conséquences nécessaires de celles que nous avons reconnues dans les portions limitées de l'air qui le constitue.

270. L'air étant pesant, compressible, élastique, et communiquant la pression dans tous les sens, il en résulte que, si l'on conçoit la portion de l'atmosphère située au dessus d'une partie quelconque de la surface de la terre divisée en couches horizontales infiniment minces, chacune de ces couches sera pressée par le poids de toutes celles qui sont au dessus d'elle, et transmettra cette pression à toutes celles qui sont au dessous : par conséquent la densité de ces couches et leur force élastique iront en décroissant à partir de la surface de la terre, et la force élastique de chacune d'elles se transmettra dans tous les sens possibles.

Ainsi, lorsqu'un corps est plongé dans l'air, il éprouve sur tous les points de sa surface extérieure, et dans tous les sens, une pression qui est d'autant plus petite qu'il est à une plus grande hauteur. C'est à cause de la diminution de densité de l'air dans les hautes régions de l'atmosphère que la respiration y est accélérée, et qu'il est très difficile d'y maintenir la combustion.

271. L'atmosphère tourne avec la terre : car, s'il n'en était pas ainsi, nous éprouverions, par l'air en repos, une résistance égale au choc qui aurait lieu si la terre était immobile, et si l'atmosphère avait un mouvement égal et opposé. Il en résulterait alors des courants d'air permanents dirigés d'orient en occident, dont la vitesse constante pour la même latitude irait en décroissant du pôle

à l'équateur, où elle serait à peu près de 4630 mètres par seconde, tandis que dans les ouragans les plus violents, qui déracinent les arbres et renversent les édifices, la vitesse du vent n'est que de 45 mètres par seconde.

272. Nous ferons connaître plus tard un moyen très exact pour déterminer la distance de deux couches d'air dont on connaît la force élastique : nous pourrons alors calculer à quelle hauteur est située la couche d'air assez dilatée pour que sa force élastique soit, par exemple, 760 fois plus petite que celle de la couche dans laquelle nous sommes plongés. C'est une raréfaction qui dépasse le vide que nous pouvons obtenir avec nos meilleures machines. On trouve que cette couche est placée à une hauteur de 46627^{m}, ou 23313 toises, environ 10 lieues de 2280 toises : ainsi, le rayon de la terre étant d'environ 1432 lieues, l'épaisseur de l'atmosphère n'est pas la centième partie du rayon terrestre.

Propriétés générales des gaz.

273. *Procédé pour recueillir les gaz.* Il y a quelques gaz qui existent dans la nature séparés de l'air atmosphérique : tel est principalement l'acide carbonique, que l'on trouve dans certaines grottes des terrains volcaniques ; il reste à la surface du sol, parce que sa densité est beaucoup plus considérable que celle de l'air. Pour le recueillir, il suffit de vider dans l'espace qu'il occupe un vase plein d'eau, et de le fermer avant de l'en sortir : l'eau en s'échappant cède sa place au gaz. Mais la plupart des autres gaz, qui maintenant sont très nombreux, s'obtiennent en faisant réagir certains corps les uns sur les autres. Pour les recueillir, on emploie les procédés que nous allons décrire. Soit M (*fig.* 155) un vase renfermant les substances qui, par leur action réciproque, doivent donner naissance à un gaz ; on adapte à l'orifice du vase un bouchon à travers lequel passe un tube recourbé $abcd$, dont l'extrémité d plonge dans un vase plein d'un certain liquide, et s'engage au dessous d'une cloche N remplie du même liquide. Le liquide qui remplit le vase PQ et la cloche N est de l'eau, lorsque le gaz n'est point soluble dans ce corps, et du mercure lorsque le gaz est soluble dans l'eau et n'attaque point le mercure. Pour remplir la cloche N, on la tient renversée au dessous du niveau, on la retourne, et on la soulève sans que les bords de son ouverture dépassent le ni-

veau; ensuite on la glisse sur le support *mn*. La pression de l'atmosphère qui agit sur la surface libre du liquide renfermé dans le vase *PQ* maintient le liquide dans la cloche ; mais il faut que la hauteur de la cloche n'excède pas 32 pieds si le liquide est de l'eau , ou 28 pouces si c'est du mercure , attendu qu'une colonne d'eau de 32 pieds et une colonne de mercure de 28 pouces font équilibre à la pression de l'air, comme nous le verrons bientôt. L'appareil ainsi disposé, on fait dégager le gaz du vase *M*, ou en le faisant chauffer, ou en y introduisant la substance qui doit déterminer la formation du gaz. Le gaz s'échappe, à l'extrémité du tube, en bulles plus ou moins volumineuses qui passent à travers l'orifice du support *mn*, gagnent le sommet de la choche, et font descendre un égal volume de liquide. Au commencement, le gaz est mêlé avec l'air qui était renfermé dans l'appareil : aussi on laisse perdre les premières portions qui se dégagent, et on ne met la cloche *N* dans la direction de l'écoulement du gaz que quand on est sûr que la totalité de l'air qui était renfermé dans l'appareil a été chassée. Lorsqu'un gaz est renfermé sous une cloche, on peut facilement le faire passer dans une autre cloche ou dans un flacon. Pour cela, il faut le remplir d'eau, le poser sur une tablette *mn* (*fig*. 156), au dessus d'un orifice garni inférieurement d'un entonnoir renversé, et incliner sous l'entonnoir la cloche qui renferme le gaz : on peut alors fermer le vase sous l'eau et le sortir de la cuve pour le soumettre à différentes épreuves. Lorsqu'un gaz a une densité beaucoup plus grande ou beaucoup plus petite que celle de l'air, on peut le recueillir dans une cloche pleine d'air dont l'ouverture est placée en haut ou en bas, pourvu que l'on fasse arriver le tube jusqu'au fond de la cloche ; mais, par ce moyen, il est bien difficile d'obtenir le gaz parfaitement pur ; du moins il faudrait pour cela en perdre une grande quantité.

274. *Propriétés des corps gazeux*. Lorsqu'un gaz a été recueilli sur le mercure, et desséché par le contact de certaines substances qui ont une grande affinité pour l'eau, on peut l'introduire dans le ballon *A* (*fig*. 153), après en avoir enlevé l'air par une machine que nous ferons bientôt connaître, en le vissant sur une cloche à robinet pleine de gaz, que l'on enfonce ensuite dans la cuve : on trouve alors que le ballon pèse plus lorsqu'il est plein que lorsqu'il est vide, et que cette différence, dans les mêmes circonstances, varie avec la nature du gaz. Nous devons conclure de ces expériences que tous les gaz sont pesants et qu'ils le sont inégalement.

275. Si dans l'appareil *fig.* 152 on enfonce le piston jusqu'à l'extrémité *B* du corps de pompe, et si on adapte le robinet *C* à l'orifice du ballon *A* (*fig.* 153), plein d'un gaz quelconque, en soulevant le piston, après avoir ouvert les deux robinets, une partie du gaz passera au dessous du piston; et si, après avoir fermé les robinets, on fait mouvoir le piston, on observera les mêmes phénomènes que pour l'air atmosphérique. Ainsi tous les gaz sont compressibles, élastiques, et tendent indéfiniment à se dilater. On peut reconnaître de la même manière que tous les gaz communiquent également la pression dans tous les sens.

276. Les gaz simples et composés se comportant de la même manière par les variations de pression et de température, comme nous le verrons bientôt, on doit regarder comme très probable que les molécules qui les constituent sont à égales distances dans les mêmes circonstances de température et de pression.

Mais il faut alors que les molécules des gaz simples soient formées de plusieurs atomes, car on ne peut admettre l'égalité dont il s'agit qu'en supposant des combinaisons entre des fractions de molécules, ce qui n'est possible qu'autant qu'elles contiennent plusieurs atomes. Par exemple, un volume d'oxygène en se combinant avec un volume d'azote donne deux volumes de deutoxyde d'azote; et il est évident que les molécules de ce dernier gaz ne seront à la même distance que celle des gaz élémentaires qu'autant que chaque molécule d'un de ces gaz se sera divisée en deux parties, et que la combinaison aura eu lieu entre ces moitiés de molécules.

§ II. *Détermination de la force élastique des gaz.*

Nous nous occuperons d'abord de la détermination de la force élastique de l'atmosphère.

Mesure de la force élastique de l'air atmosphérique.

277. Si l'on prend un tube de verre (*fig.* 157) fermé par une extrémité, et si, après l'avoir rempli de mercure, bouché avec le doigt et renversé dans un vase plein de mercure, on enlève le doigt, le tube reste plein, si sa hauteur au dessus du niveau extérieur est moindre que $0^m,76$ (28 pouces); mais si la longueur du tube est suffisante, quelque grande qu'elle soit d'ailleurs, le mercure

descend dans le tube, et s'arrête à une hauteur d'environ 28 pouces ou $0^m,76$. Si on prend un tube d'une grande hauteur, et qu'au lieu de le remplir de mercure on le remplisse d'eau, la colonne se maintient à environ 32 pieds; si c'est de l'acide sulfurique, le liquide reste suspendu à une hauteur d'environ 16 pieds. En 1646, Pascal fit une semblable expérience à Rouen. Le tube avait 46 pieds de long; il le remplit de vin, le ferma avec un bouchon; le tube fut alors relevé à l'aide de cordes et de poulies, l'extrémité du tube qui avait été fermée étant plongée dans de l'eau, et le bouchon étant enlevé, le liquide s'abaissa dans le tube, et se soutint à une hauteur d'environ 32 pieds.

278. Les hauteurs auxquelles les différents liquides restent suspendus dans les expériences précédentes sont précisément en raison inverse de leur densité, et par conséquent toutes ces colonnes liquides ont exactement le même poids. Par exemple, la densité du mercure étant 13,59, une colonne de mercure de 28 pouces a le même poids qu'une colonne d'eau de 32 pieds. Il résulte de là, que c'est une même force qui soutient les liquides dans les tubes dont nous venons de parler, et il est facile de voir que cette force ne peut être que la pression de l'air. En effet, nous avons déjà reconnu l'existence de cette pression : elle doit donc se manifester sur la surface libre du liquide renfermé dans la cuvette *AB*, et la presser verticalement de bas en haut. Si on conçoit alors que le liquide intérieur soit au même niveau, comme les liquides communiquent la pression dans tous les sens, et que, le tube étant exactement privé d'air, la surface du liquide renfermé dans ce tube n'éprouve aucune pression, la colonne liquide devra s'élever jusqu'à ce que son poids fasse équilibre au poids de l'atmosphère.

Cette expérience a été faite pour la première fois par Toricelli, élève de Galilée, et l'appareil que nous venons de décrire porte son nom. Pascal, pour rendre encore l'expérience de Toricelli plus convaincante, et pour mettre tout à fait hors de doute l'existence de la pression de l'air, chargea un de ses amis de monter sur le sommet du Puy-de-Dôme avec un tube de Toricelli, pour vérifier si le mercure s'abaisserait dans le tube à mesure que l'on s'élèverait. Il est évident que cela devait être, si c'est réellement la pression de l'air qui soutient le métal, puisque l'instrument était déchargé du poids de toutes les couches inférieures. L'expérience se trouva parfaitement d'accord avec ce que Pascal avait prévu. Depuis, un grand nombre d'expériences ont donné le même résultat :

d'après Saussure, la colonne de mercure au sommet du grand Saint-Bernard ne s'élève qu'à 0m,57 ou 21 pouces; dans le voyage aérostatique de M. Gay-Lussac, elle est descendue à 0m,32 ou 11 pouces 10 lignes.

279. A l'aide de l'appareil de Toricelli on peut démontrer d'une manière bien convaincante que la pression de l'air s'exerce dans tous les sens : car si on donne au tube la forme indiquée par la fig. 158, on trouve que le mercure se tient dans le tube *ab* à la même hauteur, au dessus de son niveau dans le tube *cd*, que dans l'appareil *fig.* 157, et que cette différence est indépendante de la direction du tube *mn* suivant laquelle se communique la pression extérieure.

280. Si un tube était très étroit, et qu'après l'avoir complétement rempli de mercure on le renversât dans l'air, le mercure s'y soutiendrait sensiblement à la même hauteur que si on l'avait renversé dans un vase plein de mercure, parce que la colonne métallique ne peut pas se diviser. Si le tube avait un grand diamètre, on pourrait encore y maintenir le mercure sans le plonger dans le mercure, s'il était possible d'empêcher que l'ouverture ne livrât passage en même temps au mercure qui tend à descendre et à l'air qui tend à monter. On y parviendrait en fermant le tube avec un diaphragme métallique qui pourrait être mouillé par le mercure. On peut faire l'expérience avec une éprouvette que l'on remplit d'eau, que l'on ferme avec une feuille de papier et que l'on renverse : l'eau reste dans la cloche.

281. On conçoit facilement d'ailleurs que, la pression de la colonne de mercure ne dépendant que de sa hauteur, et nullement de la forme du vase (187,4°), on pourrait donner au tube toutes les formes possibles (*fig.* 159); le mercure s'y tiendrait exactement à la même hauteur, pourvu que le tube ne fût pas capillaire : car alors la courbure de la surface du mercure produirait une dépression d'autant plus grande que le diamètre du tube serait plus petit.

282. La hauteur moyenne du mercure dans le tube de Toricelli étant d'environ 28 pouces ou 0m,76, il s'ensuit que la pression exercée par l'air sur une surface d'un mètre carré équivaut au poids d'une colonne de mercure de même base, et qui aurait 0m,76 de hauteur, c'est-à-dire à 10385 kilogrammes. La pression de l'air sur le corps humain est très grande, mais elle est équilibrée par la réaction des fluides intérieurs. Les mouvements des corps dans l'air ne sont pas gênés par la pression de l'air, attendu que cette pression s'exerce égale-

ment dans tous les sens; cependant cette égalité cesse quand les mouvements deviennent très rapides, parce que, l'air ne se précipitant pas instantanément dans l'espace que le corps a parcouru, la pression y est plus petite, et par la même raison l'air se comprime; alors l'inégalité des pressions en avant devient une cause très puissante du ralentissement de la vitesse. Indépendamment de cette circonstance, pour tous les mouvements des corps, quelle que soit la vitesse, il y a une perte due au déplacement de l'air, et qui varie proportionnellement au carré de la vitesse.

283. C'est à la pression de l'air qu'est due l'élévation du liquide dans un tube à l'extrémité duquel on aspire: l'aspiration dilate l'air renfermé dans le tube, diminue sa force élastique, et par suite le liquide s'élève dans le tube jusqu'à ce que le poids de la colonne liquide soulevée, ajouté à la force élastique de l'air dilaté, fasse équilibre à la pression de l'air extérieur. Il suit de là que, pour une même dilatation, le liquide doit s'élever à une hauteur en raison inverse de sa densité. On peut vérifier cette dernière conséquence au moyen de l'appareil *fig.* 160. *ab* et *cd* sont deux tubes dont les extrémités inférieures plongent chacune dans un vase rempli de liquide, et dont les extrémités supérieures sont réunies et communiquent avec un robinet. Si on raréfie l'air des tubes en aspirant par l'ouverture *o* et fermant immédiatement le robinet, on trouve que les deux liquides se sont élevés dans les tubes à des hauteurs en raison inverse de leur densité. Cet appareil pourrait même être employé pour déterminer les densités des liquides.

284. Il résulte de tout ce qui précède que le tube de Toricelli est un appareil que l'on peut employer pour mesurer la pression de l'atmosphère. On pourrait se servir d'un liquide quelconque; mais le mercure est préféré, parce que, pour tous les autres, le tube devrait avoir une longueur qui serait trop embarrassante, qu'il ne mouille pas le verre, et de plus, parce que les vapeurs que les autres liquides émettent à la température ordinaire détruiraient une partie de la pression de l'air, qui varierait avec la température, tandis que les vapeurs mercurielles, dans les limites des températures ordinaires, n'ont qu'une force élastique tellement petite qu'on peut toujours la négliger. Le tube de Toricelli appliqué à la mesure de la pression de l'air porte le nom de *baromètre*.

285. *Construction d'un baromètre.* Pour établir un appareil semblable à celui de la fig. 157, dont les indications soient comparables entre elles, il faut d'abord que le mercure ne soit allié avec aucun autre

métal, afin qu'il n'adhère pas aux parois du verre et qu'il se meuve librement, et enfin que le tube et le mercure soient privés d'air et d'eau: car l'air et l'eau réduite en vapeur gagneraient la partie supérieure, et, par leur force élastique, feraient baisser la colonne.

Pour séparer le mercure des métaux étrangers qu'il peut renfermer, on le distille dans une cornue de grès ou de fer. Pour le purger d'air et d'eau, il suffit de le faire bouillir; mais, pour enlever l'air et l'eau qui baignent les parois du tube, on commence par y introduire quelques pouces de mercure et on le fait chauffer : l'eau réduite en vapeur et l'air dilaté forment des bulles très visibles qui restent d'abord adhérentes au tube, mais qu'une ébullition de quelques minutes dégage facilement. Lorsque cette première portion de mercure est parfaitement nette, on en introduit une seconde, que l'on fait bouillir à son tour; et on continue jusqu'à ce que le tube soit plein. Alors on le laisse refroidir, on achève de le remplir par du mercure récemment bouilli, on le ferme avec le doigt, et on le renverse dans la cuvette. On reconnaît qu'il n'y a point d'air au dessus de la colonne barométrique, lorsqu'en donnant un mouvement vertical brusque de haut en bas, le mercure vient frapper le sommet du tube et donne un coup sec. Il est important de ne pas faire bouillir trop long-temps le mercure dans le tube, car il se forme alors une certaine quantité d'oxyde qui reste dessous dans le métal, le rend visqueux et plus ou moins adhérent au verre : alors le mercure dans le baromètre n'est point terminé par une surface convexe, mais par une surface plane ou concave. Les baromètres dans lesquels la surface du mercure n'est pas convexe sont connus depuis long-temps. On pensait que ce phénomène provenait de l'expulsion plus complète de l'air et de l'humidité : c'est M. Dulong qui en a découvert la véritable cause. Lorsque le mercure a été altéré par une ébullition long-temps prolongée en contact avec l'air, on le purifie avec de l'acide sulfurique concentré.

Souvent on donne à la cuvette un orifice beaucoup plus étroit (*fig.* 161); quelquefois aussi la cuvette est fixée au tube (*fig.* 162 et 163), et on donne à la cuvette un grand diamètre ou un diamètre égal à celui du tube : ces dernières dispositions portent le nom de *baromètres à siphon*. On garnit quelquefois aussi la partie inférieure d'un robinet en fer (*fig.* 164) qui a pour objet de faciliter le transport de l'instrument. Quand on veut le transporter, on l'incline de manière que le mercure remplisse complétement la longue branche, et on ferme le robinet : alors on n'a point à craindre que

l'air puisse s'y introduire par l'agitation et les secousses du voy ag

Lorsque l'appareil a été rempli de mercure, il ne reste plus qu'à fixer contre le tube une échelle divisée en pouces et en lignes, ou en centimètres et en millimètres, et dont le zéro corresponde au niveau du mercure dans la cuvette. La graduation de l'échelle devant être d'une grande précision, il faudra pour l'exécuter prendre avec un compas à verge la longueur d'un décimètre sur un bon étalon, la porter sur une ligne de l'échelle à partir du zéro, et obtenir les centimètres et les millimètres au moyen de la machine à diviser que nous avons décrite (6).

286. *Causes d'erreur.* Un baromètre construit avec beaucoup de soin, par les procédés que nous venons d'indiquer, présente encore dans son usage plusieurs causes d'erreur qu'il est important de connaître, afin de les détruire par une meilleure disposition de l'appareil, ou du moins afin de pouvoir en calculer les effets, pour ensuite en corriger les résultats. Ces causes d'erreur sont au nombre de trois : 1° les variations de niveau du mercure dans la cuvette, 2° la capillarité, 3° la variation de poids du mercure provenant des changements de température.

287. Lorsque par une cause quelconque le mercure monte ou descend dans le tube du baromètre, il est évident que le métal descend ou monte dans la cuvette; par conséquent, la division étant fixe, le zéro de cette division se trouve tantôt trop haut, tantôt trop bas : il en résulte alors que l'indication de l'échelle est fautive. Pour atténuer l'erreur due aux variations de niveau dans la cuvette, de manière qu'elle soit insensible pour les petites variations qu'éprouve un baromètre dans un même lieu, il suffit d'employer des cuvettes dont le diamètre soit très grand relativement à celui du tube. En effet, supposons que le diamètre de la cuvette (*fig.* 157) soit 100 fois plus grand que celui du tube, la surface d'une section horizontale de la cuvette sera 10,000 fois plus grande que celle du tube : par conséquent, lorsque le mercure descendra dans le tube de 5 centimètres, le mercure sorti du tube ira se loger dans la cuvette, et fera monter le niveau de $\frac{5 \text{ cent.}}{10,000}$, c'est-à-dire de $\frac{1}{2,000}$ de centimètres, ou de $\frac{1}{200}$ de millimètre. Ainsi, pour une variation dans le tube de 5 centimètres, qui excède de beaucoup les limites dans lesquelles le baromètre oscille dans un même lieu,

le niveau de la cuvette n'éprouverait qu'un dérangement insensible.

Pour rendre le niveau du mercure dans la cuvette parfaitement constant, on a imaginé la disposition suivante (*fig*. 165). La cuvette dans laquelle plonge le tube est formée de deux parties : l'une *ABDC*, dans laquelle *BD* est une surface sensiblement plane et horizontale ; l'autre, *E*, est un réservoir sphéroïdal. Le mercure remplit la capacité *E* et ne s'étale que sur une partie de la surface *BD*. Il résulte de cette disposition que quand le baromètre descend la surface *mn* augmente, et qu'elle diminue dans le cas contraire. Or, on a reconnu par l'expérience que, quand on augmente le volume d'une large goutte de mercure étendue sur un fond plat et horizontal d'un vase de verre, son épaisseur n'augmente pas sensiblement, pourvu que l'étendue de la goutte dépasse une certaine limite, et qu'elle soit moindre que le diamètre du vase : ainsi le niveau de la surface *mn* restera constant tant que cette surface sera plus grande que *BK*, et plus petite que *BD*.

Aucune des dispositions dont nous venons de parler ne peut être employée lorsque les instruments doivent être transportés. Dans ce cas on se sert de baromètres à siphons, dans lesquels le tube et la cuvette sont tous deux pourvus d'échelles dont les zéros sont situés sur une même ligne horizontale, et au moyen desquelles on peut déterminer la différence de niveau du mercure dans les deux tubes. On emploie aussi des baromètres à cuvette, dans lesquels on peut toujours amener le mercure au niveau du zéro de l'échelle.

288. Lorsque le tube d'un baromètre a un diamètre capillaire, la colonne du mercure qu'il renferme est terminée par une surface convexe ; il en résulte alors une force verticale, dirigée de haut en bas (212), qui s'ajoute au poids de la colonne pour balancer le poids de l'atmosphère. Par conséquent, sous la même pression atmosphérique, la hauteur du baromètre sera d'autant plus petite que le tube sera plus capillaire. On peut diminuer l'influence de la capillarité dans les baromètres à cuvette en prenant des tubes d'un gros calibre, et on peut très facilement corriger l'erreur qui en résulte, lorsqu'on connaît le diamètre intérieur du tube : car il suffit d'ajouter à la hauteur apparente l'effet de la capillarité. La table suivante donne ces effets pour les diamètres qui sont généralement employés.

Table des dépressions du mercure dans le baromètre dues à la capillarité.

DIAMÈTRE intérieur EN MILLIMÈTRES.	DÉPRESSION EN MILLIMÈTRES.	DIAMÈTRE intérieur EN MILLIMÈTRES.	DÉPRESSION EN MILLIMÈTRES.
2	4,454	11	0,354
3	2,918	12	0,281
4	2,068	13	0,223
5	1,534	14	0,176
6	1,171	15	0,137
7	0,909	16	0,107
8	0,712	17	0,083
9	0,562	18	0,064
10	0,545	19	0,049
		20	0,038

La détermination du diamètre d'un tube barométrique, dans la partie de sa longueur où se trouve ordinairement la surface du mercure, étant une opération assez difficile, il serait bien plus simple de déterminer la correction en comparant l'instrument à un autre qui ne serait pas affecté de la capillarité.

On peut détruire complétement l'influence de la capillarité dans les baromètres à siphons, en donnant le même diamètre aux deux branches du tube : car alors la capillarité produit deux forces égales et opposées, qui se détruisent.

289. Enfin, l'influence de la variation de température est évidente : car la chaleur, en dilatant le mercure, en diminue la densité, et par conséquent la colonne métallique doit augmenter de longueur quand la température s'élève, en supposant la pression de l'air constante. Les hauteurs barométriques ne sont alors comparables entre elles qu'autant qu'elles ont été faites à la même température, ou du moins qu'elles ont été ramenées à une température commune. La température commune qui a été choisie est celle de la glace fondante.

Pour ramener les hauteurs barométriques à ce quelles auraient été si la température eût été constante, nous sommes obligés d'anticiper sur des faits qui ne doivent être développés que dans la suite. Nous démontrerons plus tard que le mercure se dilate uniformément depuis la température de la glace fondante jusqu'à celle de l'eau bouillante, c'est-à-dire depuis la température qui correspond au zéro du thermomètre centigrade jusqu'à celle qui correspond au 100e degré, et que pour chaque degré de ce thermomètre la dilatation est de $\frac{1}{5550}$ de son volume à 0°. Il est facile,

d'après cela, de calculer la longueur d'une colonne de mercure à 0°, lorsqu'on la connaît à une température déterminée. En effet, soit h la hauteur observée à t°, et h' la hauteur de cette colonne à 0° : ces colonnes devant avoir le même poids, les hauteurs seront en raison inverse des densités ; et comme les densités sont en raison inverse des volumes de même poids, les hauteurs seront proportionnelles aux volumes à t° et à 0°. Or le volume à 0° étant 1, le volume à t°, d'après la loi énoncée, sera $1+\frac{t}{5550}$: par conséquent on aura $h : h' :: 1+\frac{t}{5550} : 1$; d'où $h'=h\left(\frac{1}{1+\frac{t}{5550}}\right)$.

Les hauteurs observées doivent encore éprouver une correction, très petite à la vérité, mais qui peut avoir une influence sensible dans les expériences très délicates : la correction dont il s'agit est relative à la dilatation de l'échelle. On peut la calculer de la manière suivante. Désignons par h la hauteur observée à la température t, par δ la dilatation pour 1°, et pour l'unité de longueur, du métal dont l'échelle est formée, et par h' la hauteur réduite : chaque unité de l'échelle à t° aura pour longueur $1+\delta t$; et comme leur nombre est en raison inverse de leur longueur, on aura $h'=h(1+\delta t)$. En réunissant cette correction avec la précédente, on trouve $h'=h\left(\frac{1+\delta t}{1+\frac{t}{5550}}\right)$; si l'échelle était en cuivre, on aurait $\delta=\frac{1}{19400}$: alors on a, tout calcul fait, $h'=h\times 0,2860\,\frac{19400+t}{5550+t}$.

Nous donnerons une description détaillée des baromètres qui sont généralement employés.

290. *Baromètre de Fortin.* Le baromètre de Fortin est composé d'un tube *ab* (*fig.* 166) plongé dans une cuvette *C*, dont le fond en cuir peut se soulever au moyen de la vis *V*. A travers la paroi supérieure de la cuvette passe une petite aiguille d'ivoire fixée d'une manière invariable. C'est à la hauteur de l'extrémité de cette aiguille que correspond le zéro de la division de l'échelle : c'est, par conséquent, à l'extrémité de cette aiguille qu'il faut amener le niveau du mercure de la cuvette avant d'observer. On y parvient très facilement en faisant mouvoir la vis *V*, et on reconnaît que cette condition est remplie lorsque l'extrémité de l'aiguille touche l'extrémité de son image dans le métal. Le tube barométrique est environné d'un tube de cuivre sur lequel est tracée la division ; ce tube est percé d'une rainure destinée à laisser apercevoir la colonne de mercure ; et dans cette rainure se meut verticalement, au moyen d'un pignon qui s'engage dans une crémaillère fixée sur les bords, un curseur garni d'un vernier (5); son extrémité, qui est parfaitement horizontale, doit être amenée à la hauteur du point culminant de la colonne de mercure ; mais comme, pour remplir exactement cette dernière condition, il faut que l'œil soit à la hauteur du som-

met de la colonne, et qu'il est impossible de s'en assurer directement, ce tube est percé d'une seconde rainure opposée à la première, dans laquelle le curseur entraîne une plaque dont le bord supérieur horizontal reste à la même hauteur que le bord du curseur : il est facile alors de mettre le bord du curseur au niveau du sommet de la colonne, car il suffit pour cela d'amener les deux mires et le sommet de cette colonne dans le même plan. Le baromètre de Fortin se suspend, comme les boussoles de navire, à deux anneaux concentriques mobiles dans des axes perpendiculaires. Lorsqu'on veut transporter cet instrument, on fait monter la vis *V*; le mercure s'élève dans le tube et le remplit exactement : alors l'instrument peut être renversé et agité sans que le mercure produise dans l'intérieur des chocs capables de le briser, et sans qu'il puisse en sortir, car la cuvette est fermée supérieurement par une peau assez poreuse pour permettre à l'air de s'introduire, mais trop peu pour laisser filtrer le mercure.

291. *Baromètre de M. Gay-Lussac.* M. Gay-Lussac a fait au baromètre à siphon une modification importante qui le rend très portatif et d'un usage très commode. Deux tubes *AB* et *CD* (*fig.* 167) de même calibre sont réunis par un troisième, très capillaire, *BD*; les deux premiers sont exactement fermés à leur partie supérieure; la cuvette est seulement percée vers son sommet d'une petite ouverture très capillaire *o*. Le tube et la cuvette ont même diamètre intérieur, afin que leurs actions capillaires se détruisent mutuellement. Le tube *BD* est d'un très petit diamètre, afin que, quand l'instrument est renversé (*fig.* 168), le mercure reste suspendu au point *D* par la capillarité. La cuvette est fermée à son extrémité, afin que, si par l'agitation il y tombait quelques gouttes de mercure lorsque l'appareil est renversé, il ne puisse pas en sortir. Enfin l'ouverture *o* est destinée à laisser entrer l'air dans la cuvette; mais son diamètre est très petit, pour que le mercure ne puisse pas s'échapper. Ce baromètre est garni de deux échelles, l'une pour la cuvette, l'autre pour le tube; mais au lieu de placer l'origine commune des deux divisions au dessous du niveau de la cuvette, ce qui exigerait à chaque opération de retrancher la hauteur du mercure dans la cuvette de celle du tube, les deux échelles partent d'une ligne intermédiaire *pq* : de sorte qu'il suffit d'ajouter les indications des deux échelles pour avoir la différence de niveau du mercure dans les deux tubes. Cet appareil se place dans un tube ou sur un plateau; on le transporte avec la plus grande facilité lorsqu'il est ren-

versé ; il est très léger, peu volumineux, et n'est affecté par aucune des deux premières causes d'erreur que nous avons signalées (286). Mais certains mouvements brusques peuvent faire passer de l'air dans la grande colonne, et, dans le transport à pied, à cheval et surtout en voiture, si le baromètre était tenu presque horizontal, le dérangement aurait indubitablement lieu. C'est cet inconvénient que M. Bunten a essayé de faire disparaître, et il y est parvenu sans sacrifier aucun des avantages du baromètre de M. Gay-Lussac et sans rien ajouter à sa fragilité. Cette modification est représentée sur une grande échelle (*fig.* 169). La partie capillaire *DB* de la figure 167 est interrompue par un renflement de la partie inférieure dans laquelle s'engage de 1 ou 2 pouces la partie supérieure effilée ; les tubes sont soudés au point *C*. On conçoit que, par cette disposition, s'il venait à se glisser une bulle d'air dans le coude du baromètre quand il est renversé, elle se dirigerait vers le sommet du grand tube quand il serait droit ; mais alors elle serait arrêtée, parce que les bulles s'élèvent toujours contre les parois ; la présence des bulles d'air au point *E* n'aurait aucune influence sur les observations, et on pourrait facilement les chasser en chauffant le tube. L'utilité de ce perfectionnement a été constatée par l'expérience de plusieurs voyageurs, notamment par M. de Humboldt et par M. Arago, et par un rapport très favorable de l'Institut.

Le baromètre de M. Gay-Lussac ainsi modifié n'a plus qu'un seul inconvénient : pour une même variation de pression, la course du mercure est deux fois plus petite que dans un baromètre à large cuvette, parce que le mouvement se partage également entre le mercure du tube et celui de la cuvette : il résulte de cette circonstance que de très petites variations de pression ne peuvent pas être mesurées avec autant de précision que dans les baromètres à cuvette.

292. La plupart des baromètres qui ne doivent pas changer de lieu portent sur leurs divisions les indications des hauteurs correspondantes aux différents états de l'atmosphère. Il faut se garder de leur accorder trop de confiance, car elles sont assez souvent en défaut.

293. *Baromètre à cadran.* On donne souvent aux baromètres qui sont uniquement destinés à indiquer l'état de l'atmosphère une forme tout à fait différente de celles que nous avons déjà décrites, et qu'il est bon de connaître. Cet appareil (*fig.* 170) est composé d'un cadran *MN*, derrière lequel est fixé le baromètre à siphon *ABCD*; la cuvette *CD* est cylindrique et d'un petit diamètre ; sur la surface du mercure qui y est renfermé repose un flotteur *a*,

fixé à un fil de soie qui s'enroule sur une petite poulie très mobile *b*, et qui est tendu par un contre-poids *c*; sur la poulie se trouve une aiguille *ab* qui se meut sur la partie antérieure du cadran. Lorsque le mercure monte ou descend dans le tube *AB*, il descend ou monte dans la cuvette, et, comme il entraîne avec lui le flotteur, la poulie tourne et fait mouvoir l'aiguille avec elle.

294. Les baromètres à large cuvette, ceux de M. Gay-Lussac, de Fortin, et celui à cadran, sont les seuls en usage. Mais, depuis la découverte de Toricelli, on a modifié les baromètres d'une infinité de manière, soit pour obtenir de plus grandes variations, soit pour rendre constant le niveau du mercure dans la cuvette, soit enfin pour rendre l'instrument plus portatif; mais ces instruments, n'étant pas susceptibles de donner des mesures exactes de la pression, sont maintenant oubliés. Cependant plusieurs présentent des dispositions ingénieuses qui peuvent recevoir d'autres applications; et d'ailleurs il est utile de les connaître, afin que ceux qui tenteraient de perfectionner le baromètre ne retombassent pas dans des dispositions déjà proposées inutilement. Nous donnerons une description succincte des baromètres les plus remarquables.

295. *Baromètre d'Amontons.* Ce baromètre est sans cuvette; il consiste en un tube conique *AB* (*fig.* 171), fermé par l'extrémité la plus étroite et ouvert par l'autre. On remplit le tube de mercure, de manière que la longueur de la colonne soit d'environ 30 pouces, et on le renverse dans l'air: le tube étant capillaire, le mercure ne peut pas se diviser; il descend, la colonne se raccourcit, et elle finit par occuper un espace *ab*, où elle est en équilibre stable avec la pression atmosphérique. Si la pression augmente, la colonne monte en s'allongeant; si elle diminue, la colonne descend en se raccourcissant. Dans tous les cas, la longueur de la colonne de mercure mesure la pression de l'atmosphère; mais l'influence de la capillarité varie avec la position de la colonne de mercure, et il est difficile de l'apprécier. On pourrait éviter cette variation en réunissant deux tubes capillaires de diamètres différents (*fig.* 172). Les frottements du mercure contre le tube rendent cet instrument peu sensible.

296. *Baromètre de Descartes.* Ce baromètre (*fig.* 173) est formé d'un tube *AB*, interrompu par un cylindre *MN*; le tube est rempli de mercure jusqu'en *a*; au dessus se trouve de l'huile fixe qui s'élève jusqu'en *c*. Il résulte de cette disposition que les variations de niveau du point *c* sont beaucoup plus grandes que si l'instrument était rempli de mercure seulement, et que, si la section du cylindre était extrêmement grande par rapport à celle du tube, les variations du point *c* différeraient peu de celles qui auraient lieu dans un tube rempli uniquement du liquide qui surmonte le mercure. Cet instrument est paresseux, difficile à construire, embarrassant, et ne pourrait pas donner de mesures exactes de la pression de l'air.

297. *Baromètre d'Huyghens.* Ce baromètre est une modification de celui de Descartes. Il est représenté figure 174. Le tube *abc*, en forme de siphon renversé, est terminé en *a* par un cylindre *MN*, d'un grand diamètre, et au point *c* par un cylindre *PQ* de même diamètre; ce dernier est surmonté par un tube capillaire *dc*, ou-

vert à son extrémité supérieure. Le tube est rempli de mercure de x en y, et au dessus du point y d'un liquide quelconque, recouvert d'une couche d'huile fixe colorée. Tout ce que nous avons dit du baromètre de Descartes est applicable à celui-ci.

298. *Baromètre de Hock.* Le tube de ce baromètre ne diffère de celui d'Huyghens que par un cylindre RS (*fig.* 175), ouvert en dessus, qui termine le tube de. Le baromètre contient du mercure de x en y, une dissolution saline de y en z, et de l'huile fixe de z en t. D'après cette disposition, si le mercure descend d'un millimètre dans le tube MN, il montera de 1^{mm} dans PQ, et l'huile montera de 1^{mm} dans RS; mais le point z montera d'une quantité égale à 1^{mm}, multiplié par le rapport de la section du cylindre PQ à celle du tube de.

299. *Baromètre de Fahrenheit.* Cet appareil (*fig.* 176) se compose d'un tube plusieurs fois recourbé, interrompu par des parties cylindriques de même diamètre ; le mercure est placé de a en b et de c en d; les espaces compris entre b et c et entre d et e sont occupés par un liquide coloré. Il est évident que la pression qui fait équilibre à celle de l'atmosphère se compose des colonnes de mercure ab et cd, moins les colonnes liquides cb et de. En augmentant le nombre des tubes (*fig.* 177), on pourrait évidemment donner à chacun d'eux une hauteur aussi petite qu'on voudrait. Cet instrument n'est susceptible d'aucune précision.

300. Pour rendre les variations des baromètres très grandes sans employer d'autre liquide que le mercure, Dominique Cassini et Camille Bernouilli ont imaginé la disposition *fig.* 178, dans laquelle le mercure s'étend du point a au point b; le tube PQ étant horizontal, l'extrémité b est toujours à la même hauteur, et les variations du point b sont à celles du baromètre ordinaire dans le rapport de la section du cylindre MN à celle du tube PQ. Cet instrument ne marche que par bonds, à cause des frottements.

301. On a aussi proposé d'employer des baromètres inclinés, pour rendre les variations plus grandes (*fig.* 179) ; mais dans ces instruments, comme dans le précédent, le mercure ne marche que par bonds.

302. Pour rendre fixe le niveau du mercure dans la cuvette, on a employé la disposition suivante (*fig.* 180). Le zéro de l'échelle se trouve à la hauteur d'une pointe fixe, et à l'aide d'une vis de rappel, on fait monter ou descendre le tube et sa cuvette jusqu'à ce que la pointe soit en contact avec la surface du mercure dans la cuvette.

303. On a aussi imaginé des baromètres à cuvette indépendante, et dont les tubes sont suspendus à une balance. L'augmentation de poids de l'instrument est indiquée par une aiguille. Dans cet appareil, l'effort nécessaire pour soutenir le baromètre est égal au poids du tube de verre, augmenté de la somme algébrique des composantes verticales, des pressions qui agissent sur le tube, et il est facile de reconnaître (*fig.* 181) que cette somme est toujours égale au poids total du mercure qui se trouve dans le tube au dessus du niveau extérieur, quelle que soit sa forme.

304. La hauteur du baromètre diminue, comme nous l'avons déjà dit, à mesure qu'on s'éloigne de la surface de la terre, et les lieux de même pression forment des surfaces à peu près parallèles à celle des mers. Mais dans chaque lieu la hauteur du baromètre n'est pas constante ; cette hauteur éprouve des variations continuelles, dont les unes sont périodiques et diurnes, et les autres

purement accidentelles. Comme ces variations dépendent de la chaleur, nous n'en parlerons qu'à la fin de ce volume.

505. *Mesure des hauteurs par le baromètre.* La hauteur du baromètre diminuant à mesure qu'on s'éloigne de la surface de la terre, on conçoit que la distance verticale de deux lieux est liée à la hauteur du baromètre dans ces lieux, et par conséquent qu'il doit être possible de déterminer la hauteur des montagnes par des observations barométriques. Si l'atmosphère avait une densité uniforme, la solution du problème en question serait d'une extrême facilité : car, la densité du mercure étant 10463 fois plus grande que celle de l'air, un abaissement d'un millimètre dans la colonne barométrique correspondrait à $10^m,463$. Mais comme chaque couche d'air supporte le poids des couches supérieures, la densité de l'air décroît à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère ; et comme ces variations dépendent évidemment de celle des températures, du décroissement d'intensité de la pesanteur et de la quantité d'eau en dissolution dans l'air, on conçoit que la détermination de la force élastique de l'air atmosphérique en fonction de la hauteur au dessus de la surface de la terre est un problème compliqué.

De Laplace, en admettant que l'air est à moitié saturé de vapeur, et que la température varie uniformément entre deux stations, a trouvé

$$X = 18393\ (1 + 0,002837\cos 2\pi)\left(1 + \frac{2\,(T + t)}{1000}\right)\log\frac{H}{h},$$

X étant la différence de hauteur de deux stations auxquelles les hauteurs barométriques sont H et h, T et t les températures correspondantes, et π la latitude. Pour la latitude de 45° la formule devient

$$X = 18393\left(1 + \frac{2(T + t)}{1000}\right)\log\frac{H}{h}.$$

On trouve, dans l'Annuaire du bureau des longitudes, des tables calculées d'après la formule précédente, et qui sont d'un usage très commode.

Ces formules peuvent servir à déterminer approximativement les limites de l'atmosphère, du moins la hauteur à laquelle la force élastique de l'air est seulement de 1 millimètre. La rareté de l'air est alors plus grande que celle que nous pouvons obtenir avec nos meilleures machines. Comme à cette hauteur la température est à peu près de $-60°$, nous ferons dans la dernière formule $T + t = -60$, $H = 0^m,76$, et $h = 0^m,001$; et nous aurons $X = 18393\ (0,88)\ \log\left(\frac{760}{1}\right) = 46627^m,68$, environ 10 lieues de 2280 toises.

Lorsque les lieux dont on veut mesurer la différence de hauteur sont voisins, les observations doivent être simultanées. Cependant les différences de hauteurs que l'on obtient ainsi par des observations faites aux différentes heures du jour ne sont pas identiques, quoique, en général, peu différentes, parce que les variations

diurnes et accidentelles que le baromètre éprouve dans les deux stations ne sont pas les mêmes et ne se manifestent pas aux mêmes instants. Pour obtenir une grande précision il faudra faire les observations quand l'air est calme et le ciel serein, et à des instants peu éloignés de midi, où a lieu la pression moyenne du jour; il sera même convenable de réunir un grand nombre d'observations, et, quand cela sera possible, de calculer la hauteur d'après les indications moyennes annuelles du baromètre et du thermomètre dans les deux stations. Quand les lieux sont très éloignés, il faut nécessairement employer cette dernière méthode. Pour obtenir la hauteur d'un lieu au dessus du niveau de la mer, c'est-à-dire au dessus de la surface de la mer, supposée prolongée avec sa courbure au dessous des continents, on admet qu'au niveau des grandes mers, la hauteur moyenne du baromètre est de 0,76. Mais cette hauteur moyenne n'est pas constante; il paraît qu'elle augmente avec la latitude. D'après M. de Humboldt, elle est plus grande de 2 millimètres dans la zone tempérée qu'entre les tropiques.

Mesure de la force élastique d'un gaz renfermé dans un appareil clos.

306. Lorsqu'un gaz est contenu dans un vase fermé de toute part (*fig.* 181 *A*), on peut mesurer directement sa force élastique lorsque le vase contient un baromètre. Lorsque le gaz est renfermé sous une cloche reposant sur l'eau ou sur le mercure, on peut encore mesurer sa force élastique d'une manière très simple. En effet, soit *ABCD* (*fig.* 182) une cloche renfermant un certain volume *ABMN* de gaz: il est évident que la colonne liquide *MNCD* soutient une partie du poids de l'atmosphère qui presse la surface libre extérieure du liquide; par conséquent, le gaz n'est réellement pressé que par le poids de l'atmosphère, moins le poids de la colonne liquide *MNCD*. Ainsi, par exemple, si le liquide était du mercure, le baromètre étant à $0^m,76$, et *MC* étant de 10 centimètres, la force élastique du gaz serait représentée par le poids d'une colonne de mercure de $0^m,66$. Si le liquide était de l'eau, pour avoir la pression estimée en mercure il faudrait de la hauteur du baromètre retrancher la hauteur de la colonne d'eau *MC*, divisée par la densité du mercure. Si le niveau intérieur *MN* était sur le prolongement du niveau extérieur, il est évident que le gaz supporterait exactement la pression de l'air extérieur. Et enfin, si le niveau *MN* était au dessous du niveau extérieur (*fig.* 183), le gaz supporterait

la pression de l'atmosphère, plus le poids d'une colonne liquide dont la hauteur serait égale à la différence des niveaux : par conséquent, la pression supportée par le gaz serait représentée par la hauteur du baromètre, plus la hauteur *MC*, si le liquide était du mercure, ou augmentée de cette hauteur divisée par la densité du mercure, si le liquide était de l'eau.

307. L'appareil (*fig.* 181 *A*) pourrait servir à constater les variations de la pesanteur à la surface de la terre. En effet, si le ballon était exactement fermé, de manière que l'air qui y est renfermé n'eût aucune communication avec l'air extérieur, son ressort à la même température serait toujours le même; mais si la pesanteur éprouvait des variations, cette force élastique serait mesurée par des hauteurs variables de la colonne du baromètre. Par conséquent, si on portait un semblable appareil du pôle à l'équateur, et si on observait dans différents lieux la hauteur du mercure à des températures égales, cette hauteur devrait augmenter, et suivre la raison inverse de l'intensité de la pesanteur; mais cette méthode serait susceptible de bien moins de précision que l'observation de la durée des oscillations d'un même pendule.

308. *Baromètre tronqué.* Quand la pression du gaz renfermé dans un espace clos est peu considérable, on peut employer un instrument d'une hauteur beaucoup plus petite que le baromètre ordinaire, et dont les indications sont aussi exactes. Soit *abcd* (*fig.* 184) un tube recourbé, fermé en *a*, ouvert en *d*, et rempli de mercure jusqu'au point *c*. Si le tube *ab* avait une hauteur suffisante, le mercure s'élèverait jusqu'à $0^m,76$; et la colonne de mercure ferait équilibre à la pression atmosphérique; mais s'il est fermé au point *a*, la partie supérieure du verre éprouvera une pression dirigée de bas en haut égale au poids d'une colonne de mercure dont la hauteur serait la différence entre $0^m,76$ et *ac*. Quand l'instrument sera placé dans un gaz dont la force élastique sera mesurée par une pression plus petite que $0^m,76$, et plus grande que *ac*, il est évident que la pression sur le point *a* sera plus petite qu'elle ne le serait dans l'air; mais le mercure ne commencera à descendre que quand la force élastique du gaz sera plus petite que *ac*, elle sera alors mesurée par la différence de hauteur des deux colonnes.

309. Quand la force élastique des gaz est plus grande que celle de l'air, on pourrait employer encore un baromètre, mais seulement quand la différence de pression est peu considérable : car, dans le cas contraire, il faudrait que le tube eût une trop grande

hauteur. On pourrait aussi se servir d'un tube ouvert par les deux bouts, dont un communiquerait avec l'atmosphère, et dont l'autre plongerait dans une cuvette pleine de mercure, dont la surface serait pressée par le gaz comprimé. Il est évident que la hauteur à laquelle le mercure s'élèverait dans le tube serait la mesure de l'excès de force élastique du gaz sur celle de l'air extérieur : par conséquent, en ajoutant cette hauteur à celle du baromètre, on aurait la pression du gaz. On pourrait aussi employer les dispositions représentées par les figures 185 et 186, les extrémités *c* des tubes étant ouvertes dans l'air, et les extrémités *a* communiquant avec le gaz comprimé. Mais quand la différence de force élastique est très grande, il faudrait encore employer des tubes trop élevés. On se sert alors d'un autre instrument, fondé sur la loi de contraction des gaz relativement aux pressions qu'ils éprouvent, et que nous ferons connaître plus loin.

§ III. *Rapport du volume et de la force élastique des gaz.*

Nous avons reconnu que, toutes les fois qu'un gaz est comprimé, il diminue de volume, et que, sa force élastique croissant avec sa densité, il arrive bientôt à un état de condensation où sa force élastique est égale à la pression exercée ; mais nous ne connaissons pas encore les lois que suivent ces variations de volume et de force élastique.

310. *Loi de Mariotte.* L'appareil dont on se sert pour déterminer la force élastique de l'air sous différents volumes est composé d'un tube *ABCD* (*fig.* 187), fermé en *D* et ouvert en *A* ; la partie *DC* de ce tube est divisée en parties d'égales capacités, et les deux branches *DC* et *AB* sont accompagnées d'échelles divisées en centimètres et millimètres, à partir d'une même ligne horizontale. On commence par introduire dans le tube une petite quantité de mercure pour séparer l'air renfermé dans le tube *DC* de celui qui est contenu dans le tube *AB*, mais de manière que le liquide dans les deux branches du siphon soit au même niveau, afin que la colonne d'air *DC* ne soit pressée que par l'atmosphère. On mesure exactement la longueur de cette colonne, et on introduit dans le tube *AB* une quantité de mercure telle, que la différence de niveau du métal dans les deux tubes soit égale à la hauteur du baromètre. On reconnaît alors que la colonne d'air est deux fois plus petite, et, en général, que, si la différence de niveau du mercure est égale à un nombre

quelconque de fois la hauteur du baromètre, la longueur de la colonne d'air est égale à sa longueur primitive divisée par ce nombre, augmenté de l'unité ; or, comme le tube *AB* est ouvert, il s'ensuit que l'air contenu dans le tube *CD* est pressé par l'atmosphère, plus par le poids du mercure renfermé dans le tube *AB* au dessus du niveau de ce liquide dans le tube *CD* : donc le volume de l'air est en raison inverse de la pression, et sa densité est en raison directe de cette pression ou de sa force élastique. Cette expérience a été faite pour la première fois par Mariotte, et la loi que nous venons d'énoncer a conservé le nom de ce physicien.

311. Si on voulait vérifier cette loi pour des pressions inférieures à celles de l'atmosphère, on y parviendrait facilement au moyen de l'appareil suivant. *AB* (*fig.* 188) est un tube fermé par sa partie supérieure, divisé en volumes égaux, renfermant un certain volume d'air, et plongé dans un vase *CD*, plein de mercure ; lorsque le métal est à la même hauteur en dedans et en dehors, l'air est soumis à la pression de l'atmosphère, et quand on soulève le tube, l'air se dilate et n'est plus soumis qu'à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur du mercure dans le tube au dessus du niveau extérieur. En mesurant le volume de l'air dans différentes positions du tube, ainsi que la pression à laquelle il est soumis, on reconnaît que la loi de Mariotte est encore exacte pour les pressions plus petites que celle de l'atmosphère. On pourrait aussi faire cette vérification au moyen de l'appareil *fig.* 189. *ABCD* est un tube deux fois recourbé et disposé comme dans la figure 187; seulement la partie *CD* est beaucoup plus longue, et le tube est garni à la partie inférieure d'un robinet en fer *M*. On remplit le tube de mercure, de manière qu'il ne reste dans le tube fermé qu'une petite colonne d'air *Dm*, et que le mercure soit de niveau dans les deux tubes : alors on mesure sur l'échelle la longueur *Dm*, après quoi on enlève une certaine quantité de mercure en ouvrant le robinet inférieur *M*. Le mercure dans la branche fermée descendra au point m', et au point n' dans la branche ouverte. Il est évident qu'en appelant p la pression de l'atmosphère, le gaz dilaté Dm' n'est plus soumis qu'à la pression $p-m'n'$. On trouve alors que les volumes et les pressions satisfont à la proportion $Dm : Dm' :: p-m'n' : p$, qui est l'expression de la loi de Mariotte.

Dans toutes ces expériences il est indispensable que l'air soit parfaitement sec, parce que la présence de l'eau ou de sa vapeur pour-

rait rendre la loi inexacte. Il est également indispensable que la température ne change pas sensiblement pendant la durée des expériences, parce que la chaleur seule fait varier la force élastique de l'air, comme nous le verrons plus tard.

Nous verrons plus loin qu'un gaz renfermant de la vapeur d'eau se comprime comme un gaz sec, tant que le gaz, par la diminution de volume, n'a pas été amené à la saturation, et qu'à partir de ce point, la force élastique de la vapeur devenant constante, en la désignant par f, et par V et V' les volumes du gaz correspondants aux pressions p et p', on a

$$\frac{V}{V'}=\frac{p'-f}{p-f}.$$

512. Les expériences que nous venons de rapporter peuvent facilement être exécutées sur un gaz quelconque. Il suffit pour cela d'adapter à l'extrémité D de la branche DC (*fig.* 189) un robinet que l'on puisse mettre en communication avec un ballon plein du gaz sur lequel on veut opérer, lorsque le tube est exactement plein de mercure : alors, en ouvrant la communication, et faisant écouler un peu de mercure par le robinet, une portion du gaz passe dans le tube DC. On peut ensuite fermer le robinet et comprimer le gaz en introduisant du mercure dans le tube AB, ou le dilater en ouvrant le robinet M. On a trouvé ainsi que tous les gaz étaient soumis à la loi que nous avons énoncée, quand ils sont parfaitement secs et que la température reste constante. Pour les obtenir parfaitement dépouillés d'humidité, il suffit de les faire passer à travers un tube de verre renfermant une substance ayant une très grande affinité pour l'eau, par exemple du chlorure de calcium.

513. Au moyen de l'appareil que nous avons décrit d'abord, on ne peut vérifier la loi de Mariotte que pour des pressions d'un petit nombre d'atmosphères; nous allons donner la description de l'appareil employé par MM. Dulong et Arago, avec lequel la pression a été portée jusqu'à 27 atmosphères.

Une caisse en fonte pleine de mercure S (*fig.* 190), fixée solidement sur un massif de maçonnerie, était garnie de trois tubulures, deux latérales et opposées, et une supérieure. Une des tubulures latérales communiquait avec un tube de verre aa' de 1^m,70 de longueur, et de 5 millimètres de diamètre intérieur, dont le verre avait 5 millimètres d'épaisseur; à côté du tube était placée une échelle graduée en centimètres et en millimètres, garnie d'un voyant à vernier que l'on faisait mouvoir à l'aide d'un cordon sans fin passant sur les poulies qyu. Ce tube était mastiqué par la partie inférieure

dans une pièce métallique percée d'un trou *bb'* (*fig.* 109 *A*) précisément égal au diamètre intérieur du tube, afin que la pression ne se manifestât pas sur l'épaisseur du verre, car cette pression aurait infailliblement arraché le tube. On avait déterminé par des expériences préliminaires les capacités correspondantes aux indications de l'échelle; et, pour éviter l'erreur qui serait résultée de la courbure du mercure, si le tube avait été jaugé dans une position renversée, comme cela se pratique ordinairement, on avait fermé le tube par le bas, et on l'avait ouvert par le haut pour y verser successivement des mesures égales de mercure dans la position qu'il devait conserver; après quoi, le tube avait été ouvert par le bas et fermé supérieurement par la fusion du verre. Le tube gradué était environné d'un cylindre plus grand, dans lequel passait continuellement un courant d'eau partant d'un réservoir supérieur, et qui s'écoulait par le robinet *r*; ce cylindre renfermait un thermomètre qui donnait en même temps la température de l'eau et celle de l'air renfermé dans le tube *aa'*.

L'autre tubulure recevait une série de tubes verticaux fixés les uns aux autres, et dont le dernier était ouvert par sa partie supérieure : leur longueur totale était de 26 mètres. Les extrémités des tubes étaient garnies de douilles en cuivre, que l'on réunissait par un écrou roulant (*fig.* 191); la douille inférieure était garnie d'un rebord *hh'* formant une espèce de vase dans lequel on coulait du mastic après y avoir introduit une pièce *oo'* garnie d'un prolongement *k* qui servait de repaire. Pour soustraire les tubes à la pression de ceux qui étaient au dessus, chaque tube était soutenu par des contrepoids fixés à des cordons attachés aux douilles, et passant sur des poulies fixes *P* et *P'* (*fig.* 190). Les tubes étaient maintenus par des fourchettes (*fig.* 191 et 193) contre une grande pièce de bois verticale. Enfin la troisième tubulure *n* du vase *S* recevait une pompe foulante. En comprimant l'air de la caisse *S*, le mercure s'élevait dans la grande colonne ouverte et dans le tube *aa'* : on pouvait alors comparer le volume de l'air à la pression. Il est résulté de ces expériences, comme nous l'avons déjà dit, que la loi de Mariotte est exacte jusqu'à 27 atmosphères.

314. La loi de Mariotte a été vérifiée par MM. Petit et Dulong à des températures très élevées, par un moyen que nous indiquerons en parlant de la dilatation des gaz. On a aussi reconnu qu'elle existait pour tous les mélanges de gaz qui n'exercent point d'actions chimiques les uns sur les autres.

On peut démontrer la loi de Mariotte en admettant : 1° que la force répulsive des molécules des gaz décroît avec une très grande rapidité, de manière à devenir nulle à une très petite distance ; 2° que les molécules des corps solides ou liquides exercent sur les molécules des gaz une action répulsive de la même nature que celle des molécules des gaz entre elles, et qui est la même pour tous les corps solides ou liquides, quelle que soit leur nature. En effet, considérons un gaz en équilibre dans un vase, et cherchons la pression exercée sur une étendue très petite *m* de la paroi du vase. Pour cela, décrivons autour du point *m* une sphère ayant pour rayon la distance de répulsion sensible, et imaginons l'hémisphère placé dans le gaz divisé en éléments très petits, mais renfermant chacun un très grand nombre de molécules gazeuses. Il est évident que la résultante des répulsions exercées par toutes les molécules sur l'élément *m* sera perpendiculaire à sa direction, et variera proportionnellement à la densité du gaz à la même température, ce qui est précisément la loi de Mariotte. On voit, d'après cela, que la densité du gaz, à partir de la distance d'affinité sensible, va en croissant jusqu'à la surface même de la paroi, par la même raison que la densité des liquides augmente de la surface jusqu'à la distance d'affinité sensible (210). Cette circonstance n'a, d'ailleurs, aucune influence sur la loi de répulsion que nous avons établie en n'y ayant point égard, attendu que, quelle que soit la loi de la succession des densités dans les éléments dont nous avons supposé l'hémisphère composé, dans chacun d'eux la densité variera toujours proportionnellement à la densité du gaz au delà de la limite de répulsion. La supposition que nous avons faite, que les molécules des corps solides ou liquides exercent sur les gaz des actions répulsives indépendantes de leur nature est très probable, car les molécules des gaz exercent les uns sur les autres des forces répulsives indépendantes de leur nature, comme nous le verrons plus loin ; et il suffit évidemment, pour qu'il en soit ainsi des actions exercées par les corps solides ou liquides sur les gaz, d'admettre que la distance des molécules des gaz entre elles est de même ordre que celle des molécules des gaz et des corps solides les plus voisines.

315. *Limites de la loi de Mariotte.* D'après ce qui précède, la loi de Mariotte est vraie pour l'air, sous des pressions variables depuis quelques fractions de millimètre jusqu'à 27 atmosphères, et à des températures très basses et très élevées ; mais il n'est pas probable qu'elle existerait à toutes les températures et à toutes les pressions : car plusieurs gaz prétendus permanents ont été liquéfiés par un certain accroissement de pression ou une certaine diminution de température, et tout porte à croire qu'il en serait de même de tous si on pouvait leur faire éprouver une pression ou un refroidissement suffisants.

Les gaz susceptibles d'être liquéfiés peuvent l'être quelques uns sous la pression ordinaire, en les soumettant à un très grand froid, les autres en les accumulant dans des vases clos, à l'aide de pompes que nous décrirons plus loin ; mais tous peuvent être obtenus à l'état liquide d'une manière beaucoup plus simple par le procédé suivant. On prend un tube de verre très épais, et on lui donne la forme *abcde* (*fig.* 193 *A*) ; on introduit dans les courbures *b* et *d* les

substances qui, par leur réaction, doivent produire le gaz qu'il s'agit de liquéfier, par exemple de l'acide hydrochlorique et du bicarbonate de soude s'il s'agit d'opérer sur l'acide carbonique; ensuite on ferme les orifices *a* et *e* par la fusion du verre, et on retourne le tube de manière à amener à l'extrémité *a* ou *e* les substances introduites. Le gaz qui se dégage, en s'accumulant dans un petit espace, produit une compression suffisante pour en liquéfier une partie; il ne reste plus alors, pour séparer le gaz liquéfié des autres produits de l'action chimique, qu'à plonger une des branches du tube (*fig.* 193 *B*), dans un mélange frigorifique; le gaz liquéfié se distille et vient se réunir dans la partie froide du tube. Pour mesurer la pression développée intérieurement, on place dans une des branches du tube un petit tube de verre très capillaire, divisé en partie d'égales longueurs et renfermant une petite bulle de mercure. La comparaison du volume occupé par l'air d'abord et après la liquéfaction du gaz conduit facilement à la détermination de la pression intérieure, comme nous le verrons (317). Si on voulait opérer sur de grandes masses de gaz, il faudrait employer un vase métallique très résistant, qu'on fermerait très exactement après y avoir introduit dans des vases séparés les substances qui doivent réagir, et qu'on mêlerait ensuite en agitant le vase. Pour séparer le gaz liquéfié des autres produits de l'action chimique, il faudrait mettre le vase en communication avec un autre, plongé dans la glace: le gaz liquéfié se réunirait dans le dernier vase. Nous ajouterons qu'un gaz qu'on a regardé longtemps comme permanent, l'acide carbonique, a été non seulement liquéfié, mais solidifié par un froid de 100° au dessous de la glace, provenant de la grande dilatation que le gaz liquéfié éprouve en se dégageant dans l'air: nous reviendrons sur cette belle expérience en parlant des changements d'état des corps.

Le tableau suivant renferme la liste des gaz qui ont été liquéfiés, avec l'indication des pressions et des températures correspondantes.

	Pression.	*Température.*
Acide sulfureux. (dens. 1,7)	2 atmosp.	+ 7°
Chlore.	4 atmosp.	— 15
Hydro-sulfurique (dens. 0,9).	17 atmosp.	+ 8
Acide carbonique.	36 atmosp.	0
Protoxyde d'azote.	51 atmosp.	+ 7
Cyanogène (dens. 0,9).	3,7 atmosp.	+ 7
Acide hydrochlorique	40 atmosp.	+ 8
Gaz ammoniac (dens. 7,6)	5 atmosp.	+ 0
Acide carbonique.	36 atmosp.	+ 0
» »	73 atmosp.	+ 30

Il est très probable que la loi de Mariotte, en défaut pour tous les gaz, sous de très grandes pressions et à de très basses températures, le serait également sous de très petites pressions et à de très hautes températures, attendu que, la force répulsive des molécules des gaz entre elles étant de la nature des forces qui ne se manifestent qu'à de très petites distances, aussitôt que les molécules auront été amenées à une certaine distance, ou par la diminution de pression, ou par la chaleur, ou par ces deux causes de dilatation réunies, la force expansive disparaîtra. Les gaz, dans cet état, auraient alors une certaine analogie avec les liquides; l'élasticité ne se manifesterait que par une pression étrangère. C'est très probablement dans cet état que se trouve l'air aux dernières limites de l'atmosphère.

316. *Détermination de la pression qui résulte de l'introduction dans le même espace de plusieurs volumes différents de gaz ayant des élasticités différentes.* Quand les gaz sont de même nature, il résulte de la loi de Mariotte que cette pression est égale à la somme des pressions produites par l'introduction de chacun des gaz isolément dans le volume commun.

En effet, soient v et v' deux volumes de gaz sous les pressions p et p', que l'on introduit dans l'espace V. Le premier volume, ramené à la pression p', sera $v\frac{p}{p'}$: par conséquent on aura le volume $v\frac{p}{p'}+v'$ à la pression p', qui, développé dans le volume V aura une force élastique égale à $p'\left(v\frac{p}{p'}+v'\right):V=(vp+v'p'):V$. Mais le premier gaz, prenant le volume V, acquerrait une force élastique $pv:V$, et le second une force élastique $p'v':V$, dont la somme est $(pv+p'v'):V$. Il est facile de voir, d'après cela, que, si on désigne par v, v', v'', etc., les volumes des gaz; par p, p', p'', etc., les pressions correspondantes; par V l'espace dans lequel on les introduit tous, et par P la pression résultante, on aura

$$P=\frac{1}{V}(vp+v'p'+v''p''+\text{etc.}).$$

Quand les gaz sont de nature différente, mais sans action chimique, on trouve par expérience que la pression est la même que s'ils étaient de même nature. Ainsi les molécules des gaz de même nature et de nature différente agissent de la même manière les uns sur les autres, ou bien les molécules de même nature sont les seules qui agissent les unes sur les autres : car ces deux hypothèses expliquent également les phénomènes. Mais la première seule est admissible : car, à la distance où se trouvent les molécules dans les gaz, l'affinité est insensible, la force répulsive résulte entièrement de l'action de la chaleur, et rien n'autorise à penser que cette force soit élective; d'ailleurs, s'il en était ainsi, la composition de l'atmo-

sphère ne serait pas la même à différentes hauteurs, et le son se propagerait séparément dans l'oxygène et dans l'azote, avec des vitesses différentes, d'où il résulterait qu'on entendrait toujours le redoublement d'un même son à des intervalles d'autant plus grands qu'on serait plus éloigné du corps sonore, ce qui est contraire à l'observation.

317. *Manomètre.* Lorsqu'un gaz est soumis à une pression de plusieurs atmosphères, on ne peut plus la mesurer avec les appareils dont nous avons parlé, parce qu'ils exigeraient des tubes d'une trop grande hauteur. On se sert alors de tubes pleins d'air, et on mesure la pression par le volume qu'occupe ce gaz. La fig. 194 représente la disposition la plus simple de cet appareil. Le tube *ab* communique avec le vase renfermant le gaz comprimé; le tube recourbé *bce*, dont l'extrémité *e* est fermée, renferme du mercure et de l'air. Supposons que, quand l'extrémité *a* du tube communique avec l'atmosphère, le mercure s'élève dans le tube *de* jusqu'au point *d* : quand la pression à laquelle l'air est soumis deviendra deux fois plus grande, le volume de l'air sera deux fois plus petit; il deviendra dix fois plus petit si la pression devient dix fois plus grande. Ainsi, le tube *ed* étant cylindrique, en divisant sa longueur en cent parties égales, l'échelle indiquera la pression à laquelle l'air est soumis, et la force élastique du gaz qui agit sur le mercure au point *a* sera égale à celle de l'air renfermé dans *ed*, plus la différence de hauteur du mercure dans les tubes *bc* et *ce*. Ainsi, en ajoutant cette différence à l'indication de l'échelle, on aura la pression du gaz. Afin d'éviter la nécessité de deux échelles, on donne souvent aux manomètres à air la forme indiquée par les figures 195 et 195 *A*. La cuvette *MN* ayant un grand diamètre par rapport à celui du tube, on peut supposer sans erreur sensible que le niveau y reste constant. Quand le tube est cylindrique, on peut facilement tracer sur une échelle les hauteurs que doit atteindre le mercure, lorsque le gaz avec lequel communique l'instrument a une force élastique donnée.

En désignant par a la longueur du tube, par b la hauteur du mercure au dessus du niveau du métal dans la cuvette, et par x la pression du gaz, on a

$$x = b + 0{,}76 \times \frac{a}{a-b}, \qquad \text{et } b = \frac{a+x}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a+x}{2}\right)^2 + a\,(0{,}76 - x)}.$$

En donnant successivement à x les valeurs $2 \times 0{,}76$, $3 \times 0{,}76\ldots$, les valeurs de b correspondantes seront les hauteurs que le mercure devra atteindre lorsque la pression du gaz sera 2, 3, etc., atmosphères. C'est le signe inférieur du radical qu'il faut prendre.

On pourrait employer un tube capillaire (*fig.* 197) renfermant de l'air sec séparé de l'air extérieur par une bulle de mercure qui servirait d'index. On pourrait aussi employer d'autres liquides que le mercure, mais il ne faudrait faire usage de ceux qui sont volatils qu'autant que les expériences n'exigeraient pas une très grande précision. Quand le manomètre doit être plongé dans un liquide, on peut se servir du liquide lui-même pour comprimer directement l'air du manomètre (*fig.* 79) (172) et donner au tube un diamètre quelconque. Les indications de ces instruments ne sont comparables entre elles qu'autant que la température est la même, parce que la force élastique des gaz varie par la chaleur.

318. On doit à M. Say une méthode fort remarquable, fondée sur la loi de Mariotte, pour déterminer le volume des corps, et par suite leur densité, sans les plonger dans un liquide. Voici en quoi elle consiste : soit *ab* (*fig.* 198) un tube parfaitement cylindrique divisé en parties d'égale longueur, et terminé supérieurement par un cylindre d'un plus grand diamètre *cd*, dont les bords supérieurs sont usés à l'émeri, de manière que ce vase puisse être exactement fermé par un plan de verre dépoli *ef*. Supposons qu'on plonge verticalement le tube dans une cloche pleine de mercure, de manière que le métal arrive au point *a*, sommet de l'échelle, et qu'alors on ferme le tube *cd* par la plaque *ef*. Si on soulève le tube, l'air se dilatera, et quand, par ce mouvement, le mercure sera descendu dans le tube, de manière que la pression ne soit plus que la moitié de ce qu'elle était d'abord, il est évident que le volume de l'air sera doublé. Ainsi, en supposant que le mercure soit en *d* quand cette condition est satisfaite, le volume du tube compris entre *a* et *d* sera égal au volume de la partie supérieure de l'instrument à partir du point *a*. Supposons que la distance *ad* soit de cent divisions. Recommençons l'expérience en mettant le corps dont on veut déterminer la densité dans le cylindre *cd*; abaissons d'abord le tube ouvert, de manière que le mercure monte au point *a*, fermons le tube et soulevons-le jusqu'à ce que la pression devienne deux fois plus petite; soit *d'* le point où s'arrêtera le mercure : il est évident que le volume compris entre *a* et *d'* sera égal au volume de la partie supérieure de l'instrument, diminué du volume du corps placé dans le cylindre *cd* : ainsi le volume *dd'* sera égal au volume du corps. Alors, pour avoir sa densité, il suffira de peser le corps en grammes et de diviser son poids par le poids d'un volume d'eau égal à celui qui est donné par l'instrument. Le volume de chaque degré de l'in-

strument peut être trouvé en faisant l'expérience sur un corps dont le volume serait connu. Si le tube n'était pas parfaitement cylindrique, il faudrait y appliquer deux divisions, l'une en centimètres et en millimètres, destinée à mesurer la hauteur du mercure, l'autre qui représenterait des parties d'égales capacités. Cette méthode est très ingénieuse, mais n'est cependant pas susceptible d'une aussi grande précision que celles que nous avons indiquées; de plus, pour les corps poreux et les poudres où l'air se trouve dans un état de condensation qui varie avec la pression, elle doit occasioner des erreurs dont il est impossible de tenir compte.

§ IV. *Détermination de la densité des gaz.*

319. Pour mesurer la densité des gaz, on est convenu de la rapporter à celle de l'air atmosphérique sous la pression de $0^m,76$, et à la température de la glace fondante. On a pris un gaz pour terme de comparaison, afin que les densités ne soient pas exprimées par des fractions trop petites; on a choisi l'air atmosphérique, parce que ce gaz est de même nature sur toute la surface de la terre et dans toutes les saisons; enfin on est convenu de prendre l'air à une pression et une température constantes, parce que la densité des gaz varie avec ces deux éléments.

320. Il semble, d'après cela, que, pour déterminer la densité d'un gaz, il faut connaître les poids d'un même volume d'air et de gaz à 0° et sous la pression $0^m,76$; mais nous avons vu que les volumes des gaz varient de la même manière par les changements de pression, et nous démontrerons plus tard qu'ils varient aussi de la même manière par les changements de température : par conséquent le rapport des poids d'un même volume de deux gaz est indépendant de la pression et de la température. Ainsi la densité d'un gaz est égale au rapport des poids d'un même volume de gaz et d'air à la même pression et à la même température.

321. Voici maintenant de quelle manière on opère : on se sert d'un ballon tubulé, garni d'un robinet (*fig.* 153), que l'on commence par remplir d'air sec; et pour cela on peut s'y prendre de deux manières. On peut faire passer à travers la clef du robinet un tube de verre qui plonge jusqu'au fond du ballon et qui communique par la partie supérieure avec un cylindre d'un plus grand diamètre, rempli d'une substance ayant une très grande affinité pour

l'eau, telle que le chlorure de calcium, et qui, par l'autre extrémité, reçoit la douille d'un soufflet : en faisant passer un courant d'air sec pendant quelques instants, le ballon se trouve parfaitement desséché et plein d'air sec. On pourrait aussi faire à plusieurs reprises le vide dans le ballon et y faire rentrer l'air qui a passé à travers un tube rempli de chlorure de calcium. Le vase étant plein d'air sec, on le place dans une balance, et on établit l'équilibre avec du sable placé dans l'autre coupe ; ensuite on fait le vide dans le ballon, on le place de nouveau dans la balance. En désignant par P le poids nécessaire pour rétablir l'équilibre, P représente évidemment le poids d'un volume d'air sec égal au volume intérieur du ballon sous une pression égale à celle de l'atmosphère, diminuée de celle de l'air qui est resté dans le ballon après qu'on y a fait le vide, autant que le comporte les machines qu'on emploie pour cet objet. Il faut remarquer qu'il n'y a aucune correction à faire relativement à la perte de poids du ballon dans l'air, attendu que cette perte est la même dans chacune des opérations et qu'elle disparaît dans la différence des poids. Il faut alors remplir le ballon du gaz dont on veut déterminer la densité ; et pour cela, on le met en communication par un tube rempli de chlorure de calcium avec une cloche pleine de ce gaz et reposant sur une cuve à eau. Mais comme il est nécessaire que le gaz dans le ballon ait une force élastique égale à celle de l'atmosphère, il faudra s'assurer à la fin de l'opération que le niveau du liquide est le même en dedans et en dehors de la cloche ; et le moyen le plus simple pour cela est d'employer un tube recourbé *abcde* (*fig.* 199), dont la courbure *b* renferme un certain volume d'eau. Il est évident que la pression dans la cloche sera celle de l'atmosphère quand le liquide sera à la même hauteur dans les deux tubes *ba* et *bc*. On parviendra facilement à remplir cette condition en soulevant ou enfonçant la cloche, ou bien en enlevant ou ajoutant de l'eau dans la cuve. Le ballon étant plein de gaz, on le placera de nouveau dans la balance, et, en désignant par P' le poids qu'il faut ajouter à celui du ballon vide pour rétablir l'équilibre, P' sera le poids du gaz ; et par conséquent, si la hauteur du baromètre et la température n'ont pas changé, $P : P'$ sera la densité cherchée. Mais comme de petites variations de température et de pression ont une grande influence sur la densité des gaz, il faudrait nécessairement, pour obtenir une grande précision, corriger le résultat obtenu de l'influence des changements de température et de pression qui ont pu survenir pendant la durée des trois opérations. Nous donnerons

la manière de faire ces corrections lorsque nous connaîtrons les lois de la dilatation des gaz.

322. La différence P des poids du ballon plein d'air sec et vide représentant le poids d'un volume d'air sec égal au volume intérieur du ballon sous la pression de l'atmosphère, diminuée de celle de l'air resté dans le ballon quand on y a fait le vide, si on connaissait le volume du ballon, on en déduirait facilement le poids d'un litre d'air dans les circonstances de température et de pression de l'expérience, et ensuite, par des formules que nous donnerons plus loin, le poids d'un litre d'air à la température de la glace fondante et sous la pression de $0^m,76$. On a trouvé ainsi qu'un litre d'air, dans ces dernières circonstances, pèse $1^g,2991$. Ce nombre étant connu, on en déduit le poids d'un litre d'un gaz quelconque en le multipliant par la densité du gaz.

323. La méthode que nous venons de décrire ne serait pas applicable à un gaz qui pourrait attaquer le cuivre dont est formée la garniture du ballon : il faudrait alors se servir d'un flacon que l'on pourrait fermer avec un bouchon de verre usé à l'émeri; on le remplirait successivement d'air sec et de gaz au moyen d'un tube qui plongerait jusqu'au du fond flacon, et par lequel on ferait arriver l'air et le gaz secs pendant un temps suffisant pour être assuré, pour l'air, de la complète dessiccation du vase, et pour le gaz, de la complète expulsion de l'air. Alors, en désignant par P le poids du flacon plein d'air, par P' celui du flacon plein de gaz, $P'-P$ divisé par le volume du vase, et augmenté du poids de l'unité de volume de l'air à la température et à la pression de l'air de l'observation, donnera le poids de l'unité de volume du gaz, d'où on déduira facilement sa densité.

324. Nous terminerons cet article par le tableau des poids et des densités des principaux gaz connus.

Tableau de la densité des principaux gaz.

DÉSIGNATION DU GAZ.	DENSITÉ observée.	DENSITÉ calculée.	POIDS d'un litre de gaz à 0° et sous la pression de 0m,76 EN GRAMMES.	NOM DES OBSERVATEURS.
Air.	1,000		1,2991	
Gaz hydriodique.	4,443		5,7719	Gay-Lussac.
— fluo-silicique.	3,5735		4,6423	John Davy.
— chloro-carbonique.		3,3894	4,4156	John Davy.
Chlore.	2,470	2,4216	3,2088	Gay-Lussac et Thénard.
Gaz euchlorine.		2,3155	3,0081	John Davy.
— fluo-borique.	2,3709		3,0800	John Davy.
— sulfureux.	2,1204		2,8489	John Davy et Gay-Lussac.
— chloro-cyanique.		2,111		Gay-Lussac.
Cyanogène.	1,8064	1,8011	2,3467	Gay-Lussac.
Protoxyde d'azote.	1,5204	1,5204	1,9752	Colin.
Acide carbonique.	1,524		1,9805	Berzélius, Dulong.
Gaz hydro-chlorique.	1,2474		1,6205	Biot et Arago.
— hydro-sulfurique.	1,1912		1,5475	Thénard et Gay-Lussac.
— oxygène.	1,1036		1,4323	Biot et Arago.
Deutoxyde d'azote.	1,0388	1,0364	1,3495	Bérard.
Gaz oléfiant.	0,978	0,9816	1,2752	Th. de Saussure.
— azote.	0,976		1,2675	Berzélius, Dulong.
— oxyde de carbone.	0,9569	0,9678	1,2451	Cruisksbanek.
Hydrogène proto-phosph.	0,87			Hump. Davy.
Gaz ammoniacal.	0,5967	0,5910	0,7752	Biot et Arago.
— hydrogène carboné.	0,555	0,5596	0,7270	Thomson.
— hydrogène arsénié.	0,529			Tromsdorff.
— hydrogène.	0,0688		0,0894	Berzélius, Dulong.

325. Il faut bien distinguer la densité d'un gaz à une certaine pression et à une certaine température de la densité tabulaire. Il est évident, d'après tout ce qui précède, qu'à la température de la glace fondante la densité d'un gaz est à la densité tabulaire dans le rapport de sa pression à celle de $0^m,76$, ou en raison inverse des volumes à ces mêmes pressions. Mais, si la température n'était pas celle de la glace fondante, la densité du gaz dépendrait à la fois de la pression et de la température, comme nous le verrons plus tard.

§ V. *Mélange des gaz.*

326. Lorsque des liquides différents, sans action chimique les uns sur les autres, sont mis en contact, les surfaces de séparation sont horizontales; et, pour que l'équilibre soit stable, les liquides doivent se succéder de bas en haut dans l'ordre décroissant des

densités. Les gaz se comportent d'une manière différente. Lorsqu'on met en communication deux vases renfermant chacun un gaz différent, chacun d'eux se répand uniformément dans les deux vases, de manière à former un tout homogène, quelles que soient d'ailleurs les forces élastiques des gaz avant le contact, leur densité, et la position des vases lorsque la communication est établie. Les expériences que nous allons rapporter ne laissent aucun doute sur ce fait.

327. Berthollet prit deux ballons de verre *A* et *B* (*fig.* 199 *A*) : l'un fut rempli d'acide carbonique, l'autre d'hydrogène, sous la même pression et à la même température ; ils furent réunis comme l'indique la figure, sans communiquer, et placés dans les caves de l'Observatoire, dont la température est constante, de manière que le ballon plein d'acide carbonique fût au dessous de l'autre. Lorsque les deux ballons eurent pris la température des caves, on établit la communication en ouvrant les deux robinets, et en peu de temps le mélange fut effectué de manière que chaque ballon renfermait la même proportion d'acide carbonique et d'hydrogène.

328. Si on remplit d'un gaz quelconque une cloche reposant sur l'eau ou sur le mercure, et fermée à sa partie supérieure par un bouchon de plâtre qu'on a introduit lorsqu'il venait d'être gâché et avant la prise, le gaz et l'air passent à travers les interstices du plâtre, et, après un certain temps, la cloche ne renferme plus que de l'air. On conçoit, d'après ce que nous avons dit précédemment, que tout le gaz doit se dégager : car, l'atmosphère étant infinie par rapport au volume de la cloche, l'homogénéité n'existe que quand tout le gaz est sorti. Graham, à qui on doit ces expériences, a reconnu qu'en maintenant la pression constante pendant toute la durée de l'écoulement, la quantité d'air qui avait pénétré dans la cloche était à la quantité de gaz sorti dans le rapport inverse des racines carrées des densités.

Graham opérait sur un tube de 0,4 de pouce de diamètre, garni vers son milieu d'une boule de 2 pouces de diamètre, et plongé dans l'eau par sa partie inférieure. En remplissant le tube d'hydrogène, la moyenne de cinq expériences a donné pour les volumes échangés les nombres 3,848 et 1, qui sont dans le rapport énoncé. L'acide carbonique, le chlore, l'acide sulfureux, et le protoxyde d'azote, ont donné des résultats qui s'accordent avec la loi. Ces expériences ne réussissent pas toujours en employant un corps poreux quelconque : car il faut nécessairement que les pores puis-

sent être traversés par l'air et par le gaz ; et l'expérience démontre que des pores peuvent ne donner passage qu'à certains gaz. Par exemple, des cloches fêlées laissent passer l'hydrogène, et non les autres gaz : car, si une cloche fêlée renfermant de l'hydrogène repose sur le mercure, l'hydrogène s'échappe et l'air ne rentre pas, quoique le mercure monte dans la cloche et que la pression devienne beaucoup plus petite que celle de l'atmosphère.

A ces faits nous ajouterons les suivants : d'après M. Faraday, l'acide carbonique s'écoule trois fois plus lentement que l'hydrogène à travers des tubes capillaires ; d'après M. Sœmmering, une vessie sèche laisse passer la vapeur d'eau, et non celle de l'alcool, car un mélange d'eau et d'alcool renfermé dans un vase fermé par une vessie était beaucoup plus riche en alcool après quelques mois qu'au commencement.

M. Graham a aussi reconnu que des volumes égaux d'air sec et humide, d'azote et d'acide carbonique, sous la même pression, restent le même temps pour passer dans le vide à travers un bouchon de plâtre, et que le gaz oléfiant et l'hydrogène emploient des temps plus courts dans le rapport des nombres 7, 5 et 4, à 10.

Tous les phénomènes de la diffusion des gaz proviennent de ce que, les molécules des gaz étant à distance, la pression sur tous les points de la surface de séparation de deux gaz n'est pas la même, quoique les gaz aient la même force élastique : alors ils se pénètrent, et l'équilibre ne devient stable que quand ils ont formé un tout homogène. Quant aux résultats numériques des expériences de M. Graham, on n'en a point encore donné d'explications admissibles. On comprend même difficilement qu'il puisse exister une loi constante dans les volumes de gaz échangés, car ces volumes doivent dépendre du nombre et du diamètre des pores à travers lesquels les gaz s'écoulent, puisque tous les pores ne sont pas accessibles à tous les gaz ; peut-être ces phénomènes ont des rapports intimes avec ceux découverts par M. Dutrochet, dont nous avons parlé page 154.

Dalton, pour expliquer les phénomènes qui se produisent dans le contact des gaz, avait admis que la force répulsive ne se manifeste que sur les molécules similaires. Cette hypothèse explique bien les faits ; mais elle n'est point nécessaire, et elle suppose dans la force répulsive une propriété élective que rien ne justifie. Récemment, M. Thomson a cru voir dans les phénomènes découverts par M. Graham, et surtout dans les lois d'échange des gaz à travers des plaques poreuses, une confirmation de l'hypothèse de Dalton, attendu que pendant l'écoulement, en admettant l'hypothèse en question, les pressions qui le produisent sont les mêmes pour les deux gaz, et que les vitesses

sont dans le même rapport que si les gaz s'écoulaient dans le vide. Le premier fait est vrai : car, si on désigne par a et h les volumes d'air et de gaz hydrogène qui se trouvent dans la cloche à un instant déterminé sous la pression extérieure que nous prendrons pour unité, dans l'hypothèse en question, la pression qui produira l'écoulement du gaz hydrogène sera $\frac{h}{a+h}$, et celle qui produira l'écoulement de l'air sera $1-\frac{a}{a+h}=\frac{h}{a+h}$. Le second fait est également vrai : car nous verrons plus loin que les vitesses d'écoulement des gaz dans le vide sont en raison inverse de la racine carrée de leur densité. Mais on ne peut rien conclure de là en faveur de l'hypothèse de Dalton. En effet, nous verrons plus loin que la vitesse d'écoulement d'un gaz est donnée par la formule $v=k\sqrt{\frac{p'-p}{p'd}}$, k étant un coefficient constant, p' la force élastique du gaz, p celle de l'espace dans lequel il s'écoule, et d sa densité. Or, en appliquant cette formule au cas actuel, et dans l'hypothèse de Dalton, on trouve pour l'hydrogène $p=o$, puisque l'espace environnant est infini par rapport au volume d'hydrogène dégagé, et par suite $v=k\sqrt{\frac{1}{d}}$; et, pour l'air, $p'-p=\frac{h}{a+h}$, et $p'=1$, d'où $v=k\sqrt{\frac{h}{a+h}\cdot\frac{1}{d}}$, vitesses qui ne sont plus alors dans le rapport observé par Graham.

§ VI. *Absorption des gaz par les liquides et les solides.*

329. L'eau et plusieurs liquides jouissent de la propriété de dissoudre les gaz; en général ils en dissolvent d'autant plus que la pression est plus grande. Il résulte des expériences de M. Henry de Manchester et de M. Dalton : 1° Que les poids d'un même gaz dissous par un même liquide sous différentes pressions sont proportionnels aux pressions; ou, en d'autres termes, qu'un même liquide dissout toujours le même volume de gaz, quelle que soit la pression, ce volume étant soumis à la pression sous laquelle on opère. Mais le gaz, pour rester en dissolution, doit rester soumis à la pression d'une atmosphère formée du même gaz, ayant une force élastique égale à la pression sous laquelle la dissolution s'est effectuée. 2° Que la quantité de gaz qu'un liquide peut dissoudre est entièrement indépendante de la nature et de la quantité des autres gaz déjà en dissolution.

330. On voit d'après cela que, quand un liquide saturé d'un gaz quelconque est plongé dans une atmosphère du même gaz, et qu'on diminue la pression, une portion du gaz se dégage, et la totalité sortirait du liquide si la pression devenait nulle. Si le liquide était placé dans un espace vide limité, il se dégagerait du gaz jusqu'à ce

que l'atmosphère formée par le gaz dégagé eût une force élastique qui fût précisément celle sous laquelle le gaz encore en dissolution resterait dissous dans le liquide ; et enfin, si un liquide contenant un gaz quelconque en dissolution était placé dans une atmosphère indéfinie d'un autre gaz, le gaz dissous se dégagerait complétement. Ces lois permettent de résoudre plusieurs questions importantes.

331. Un vase fermé renferme un liquide et un gaz. On donne le volume du liquide, celui du gaz, le coefficient de solubilité du gaz, ainsi que sa pression, et on demande la pression du gaz quand son volume aura été réduit d'une quantité donnée. Soient a le volume du liquide, b celui du gaz, p la pression, ma le volume constant du gaz que le liquide peut dissoudre, b' le nouveau volume du gaz et p' la pression correspondante. Il est évident que tout se passera comme si le volume du liquide était ma, et si le liquide pouvait dissoudre un volume de gaz égal au sien : la capacité du vase était alors $ma + b$ au premier instant, et comme elle devient ensuite $ma + b'$, et que le gaz, dissout ou non, a la même densité, on a $p' = p \frac{ma+b}{ma+b'}$.

332. On peut, à l'aide des lois précédentes, trouver directement la composition de l'air en dissolution dans l'eau. En effet, le coefficient d'absorption de l'oxygène est 1/15, et celui de l'azote est 1/30 ; si p représente la pression de l'air, $p \times 0,21$ sera celle de l'oxygène, et $p \times 0,79$ celle de l'azote, et les quantités d'oxygène et d'azote absorbées par l'eau seront dans le rapport des nombres $\frac{0,21}{15}$ et $\frac{0,79}{30}$ ou de $\frac{21}{1500}$ et $\frac{79}{3000}$, ou enfin de $\frac{42}{3000}$ et $\frac{79}{3000}$, et les quantités relatives à 100 parties absorbées seront sensiblement entre elles :: 34 : 66, comme on l'a reconnu par des expériences directes.

333. Les principes posés au commencement de cet article donnent l'explication de plusieurs phénomènes curieux découverts par Graham. Si on place sous une cloche pleine d'acide carbonique, et reposant sur l'eau, une petite vessie contenant une certaine quantité d'air et dont la surface a été légèrement humectée, la vessie se gonfle, et, après quelques heures, finit par crever. L'expérience réussit également en mettant dans la vessie de l'hydrogène carboné, remplaçant l'acide carbonique par l'hydrogène sulfuré et l'eau par l'alcool. En ajoutant de l'hydrogène sulfuré à l'acide carbonique de la cloche quand la vessie est déjà gonflée, elle augmente beaucoup de volume. Ces phénomènes résultent de ce que le liquide qui recouvre la vessie se sature du gaz de la cloche, et, en traversant les pores de la vessie, le dégage dans l'intérieur. Ce transport, ne pouvant évidemment s'arrêter que quand le gaz qui a passé dans la vessie aura acquis la même force élastique que dans la cloche, il en résulte que la tension du mélange dans la vessie finira par être d'autant plus grande qu'elle renfermait primitivement plus d'air. On voit, d'après cette explication, que l'expérience de-

vra réussir avec tous les gaz qui seront très solubles dans le liquide qui mouille la vessie, et que l'addition dans la cloche d'un second gaz très soluble devra nécessairement en augmenter l'effet.

334. Les phénomènes que présentent les dissolutions de gaz dans les liquides sembleraient indiquer que les molécules des gaz n'agissent que sur celles de même nature. Tout se passe en effet comme s'il en était ainsi; mais ces phénomènes sont tout à fait analogues à ceux qui se produisent dans les mélanges de gaz: ils proviennent de l'action des liquides, qui déterminent le coefficient d'absorption, de ce que les pressions des gaz ne se manifestent à leur limite que là où se trouvent des molécules, et enfin de la condition d'homogénéité, sans laquelle l'équilibre ne peut pas être stable.

335. *Absorption des gaz par les corps solides.* Les corps solides poreux jouissent pour la plupart de la propriété d'absorber plusieurs fois leur volume de certains gaz, sans qu'il y ait action chimique. Les gaz absorbés ont alors une élasticité beaucoup plus grande que celle de l'atmosphère; ces gaz se dégagent toujours lorsqu'on élève la température. Nous citerons le charbon de bois, qui absorbe quatre-vingt-dix fois son volume de gaz ammoniac; et, d'après M. Doberciner, le platine et l'iridium à l'état de division extrême auquel on peut les obtenir en mêlant leur dissolution dans l'acide sulfurique avec certaines substances organiques, et en exposant le mélange à l'action de la lumière. Ce physicien a reconnu que ces métaux, exposés à l'air, absorbaient deux cent à deux cent cinquante fois leur volume d'oxygène, sans se combiner chimiquement avec lui, et qu'ainsi ils le condensent avec une force équivalente à huit cents ou mille atmosphères. On n'a point encore essayé d'expliquer ces phénomènes.

§ VII. *Des corps flottant dans les gaz.*

336. Nous ne parlerons que des corps qui flottent dans l'atmosphère, parce que, les propriétés physiques de l'air appartenant aussi à tous les gaz, ce que nous dirons des corps flottant dans l'air sera également applicable aux corps flottant dans un autre gaz quelconque.

337. Lorsqu'un corps est plongé dans l'atmosphère, il tend à tomber avec une force égale à son poids, et à monter avec une force égale à celui du fluide déplacé (103). Il résulte de là que, quand un corps est en équilibre dans l'atmosphère, il faut que son poids soit

égal à celui de l'air déplacé : car, si son poids était plus grand, il tomberait, et s'il était plus petit, il s'élèverait.

338. Quand un corps d'un volume constant est en équilibre dans l'atmosphère, cet équilibre est stable relativement à sa distance de la terre : car, si ce corps s'élevait, il passerait dans les couches d'air moins denses, le poids du fluide déplacé deviendrait plus petit, et, comme son poids diminuerait beaucoup moins rapidement, il serait ramené par la différence de ces forces à sa position initiale. De même, s'il se rapprochait de la terre, il viendrait déplacer de l'air plus dense, sa force ascensionnelle l'emportant sur son poids, et il serait encore ramené à sa première position. Quant à la stabilité de l'équilibre, par rapport à sa position relative à la verticale, les conditions sont les mêmes que pour les corps plongés dans les liquides (235) : le centre de gravité du corps doit être au dessous de celui du fluide déplacé. Ainsi, dans les gaz comme dans les liquides, un corps homogène ne peut pas y rester en équilibre stable : car, son centre de gravité coïncidant avec celui du fluide déplacé, les deux forces qui tendent à faire monter et descendre le corps sont appliquées au même point, et se détruisent, quelle que soit la position du corps.

339. *Aérostats.* Les ballons ou aérostats sont des enveloppes ordinairement d'une forme sphéroïdale, remplies d'air dilaté par la chaleur ou d'un gaz moins dense que l'air, qui s'élèvent dans l'atmosphère par leur légèreté spécifique. Les premiers ballons furent construits par Montgolfier, en 1782. Ils étaient formés d'une enveloppe de papier remplie d'air dilaté par la chaleur. La première expérience fut faite à Annonay, le 5 juin 1783, en présence des états-généraux; mais bientôt Charles imagina de substituer le gaz hydrogène à l'air dilaté par la chaleur, et une enveloppe de taffetas, enduite d'un vernis élastique, aux enveloppes de papier. Il en résulta plusieurs avantages importants : le premier était d'avoir une force ascensionnelle beaucoup plus considérable, et qui, pour être permanente, n'avait pas besoin d'être sans cesse entretenue par un foyer de chaleur; le second, d'avoir une enveloppe beaucoup plus résistante et que l'humidité ne pouvait altérer. La force ascensionnelle est beaucoup plus considérable : car pour 100 degrés de chaleur l'air ne perd, par sa dilatation, à peu près qu'un quart de son poids, tandis que le gaz hydrogène a une densité environ quinze fois plus petite que celle de l'air.

340. Les aérostats dont on se sert pour s'élever dans l'atmosphère

ont une forme à peu près sphérique (*fig.* 199 *B*) ; l'enveloppe est formée de fuseaux cousus, et recouverts d'un vernis de gomme élastique ou d'huile de lin lithargyrée ; à la partie supérieure se trouve une soupape retenue par un ressort, et qui peut s'ouvrir par une corde qui traverse le ballon et qui pend à la partie inférieure. L'hémisphère supérieur est recouvert par un filet dont les fils, réunis par groupe au delà de l'équateur, descendent et soutiennent une nacelle en osier. On gonfle le ballon en le mettant, par sa partie inférieure, en communication avec des tonneaux renfermant du fer ou du zinc, de l'eau et de l'acide sulfurique. Le ballon ne doit jamais être exactement fermé, car la force expansive du gaz, lorsqu'il pénètre dans les hautes régions de l'atmosphère, le briserait infailliblement ; on le laisse ouvert par la partie inférieure, et on ne le gonfle jamais entièrement ; la dilatation du gaz, à mesure qu'il s'élève, le remplit bientôt complétement. Lorsque l'on veut augmenter la force ascensionnelle, on jette du lest ; et lorsque l'on veut descendre, on ouvre la soupape, le gaz s'échappe, le ballon diminue de volume, et tombe. Pour diminuer l'accélération de la chute, de temps en temps on jette du leste. La nacelle est garnie d'une ancre attachée à une corde.

841. La construction d'un ballon est une opération très simple, sur laquelle cependant nous pensons qu'il ne sera pas inutile de donner quelques détails. La première chose à faire c'est de déterminer son volume. Supposons, par exemple, qu'il doive soulever un poids P; soit p le poids de l'unité de surface de l'enveloppe, d le poids de l'unité de volume de l'air, et d' celui de l'hydrogène, à la hauteur à laquelle on doit parvenir : la force verticale du ballon de haut en bas est évidemment égale au poids de l'enveloppe, à celui du gaz hydrogène, et enfin au poids de la nacelle. Par conséquent, si on suppose le ballon sphérique et d'un rayon R, ce poids total sera $4\pi R^2p + 4/3\,\pi R^3d' + P$, et la force ascensionnelle sera $4/3\,\pi R^3d$. Par conséquent on aura $4/3\,\pi R^3d' + 4\pi R^2p + P = 4/3\,\pi R^3d$, équation d'où l'on pourra tirer la valeur de R, lorsque l'on aura substitué pour π, P, p, d et d', leurs valeurs numériques. Lorsque le rayon est déterminé, ainsi que le nombre des fuseaux, on les construit approximativement par une opération géométrique trop simple pour être décrite ici.

Il est important de remarquer que la force ascensionnelle du ballon, quand il s'élève, reste toujours la même jusqu'à ce qu'il soit complétement rempli par la dilatation que le gaz éprouve par les variations de pressions et de températures, et que ce n'est qu'à partir de cet instant que la force ascensionnelle diminue. En effet, en désignant par V le volume du gaz qui remplit partiellement le ballon au départ, par H la pression à la surface de la terre, par t la température, par d et δ les poids de l'unité de volume d'air et d'hydrogène à 0° et sous la pression 0^m,76, et par P le poids de l'enveloppe et de la nacelle; la force ascensionnelle à l'instant du départ sera $V(d-\delta)\dfrac{H}{0,76}\cdot\dfrac{1}{1+at} - P$; car, ainsi que nous le démontrerons en parlant des

densités des gaz, le poids d de l'unité de volume d'un gaz à 0° et sous la pression de 0m,76 devient $d.H : 0,76\ (1 + at)$, sous la pression H et à la température de t°, a étant égal à 0,00375. Mais à mesure que le ballon s'élève, V, H et t changent. Supposons d'abord que t reste constant : alors V augmente en raison inverse de H, et la force ascensionnelle reste la même; et en supposant H constant et t variable, comme V varie proportionnellement à $1 + at$, il s'ensuit encore que la force ascensionnelle ne change pas. Mais à l'instant où le ballon est complétement plein, V reste constant, et la force ascensionnelle diminue, car les variations de H et de $1 + at$ ne se compensent pas. Dans ce qui précède nous avons fait abstraction du volume d'air déplacé par la nacelle et le navigateur, et de la diminution de la pesanteur. Mais quoique la force ascensionnelle soit constante, comme les actions de cette force s'ajoutent, la vitesse est accélérée. Cette accélération serait la même que celle des corps qui tombent à la surface de la terre sans la résistance de l'air; mais comme ici cette résistance est très grande, et qu'elle croît plus rapidement que le carré de la vitesse, la vitesse devient bientôt uniforme.

342. Les aéronautes qui s'élèvent dans l'atmosphère pour amuser le public descendent quelquefois, en abandonnant le ballon, à l'aide d'un appareil désigné sous le nom de *parachute*. Les parachutes sont des enveloppes hémisphériques dont la circonférence est garnie de plusieurs cordes fixées à la nacelle. Lorsqu'on coupe les cordes qui réunissent la nacelle au ballon, la nacelle tombe d'abord très rapidement; mais bientôt le parachute s'ouvre, et la résistance qu'il oppose à l'air ralentit la chute de manière à la rendre sans dangers. On diminue beaucoup l'amplitude des oscillations de la nacelle en pratiquant au sommet du parachute une ouverture par laquelle l'air peut s'écouler. Les parachutes ont été imaginés par Montgolfier.

343. Les voyages aérostatiques les plus importants ont été faits par MM. Biot et Gay-Lussac. En 1805, dans une première ascension, ces deux physiciens s'élevèrent à 4000m. Dans une seconde, M. Gay-Lussac seul, parti du conservatoire des arts et métiers de Paris le 29 fructidor an 12, s'éleva à une hauteur de 7000 mètres au dessus du niveau de la mer, hauteur à laquelle l'homme n'était jamais parvenu. Le baromètre, qui au lieu du départ était à 76,52, descendit à 32,88 à la limite de l'ascension; et le thermomètre, qui était à 27° 75, descendit irrégulièrement jusqu'à 9 degrés au dessous du terme de la congélation. C'est dans ce voyage que M. Gay-Lussac recueillit de l'air des hautes régions de l'atmosphère, dont l'analyse constata ensuite l'identité de composition chimique avec celui qui baigne la surface de la terre.

344. Indépendamment des corps qui flottent dans l'atmosphère par leur légèreté spécifique, il en est qui restent suspendus par

leur grande division et par le mouvement continuel de l'air. Les corps exigent, pour rester suspendus dans l'air, des courants d'autant plus forts qu'ils sont plus volumineux et plus denses. Aussi, dans l'air calme des appartements fermés, les corps qui restent suspendus sont d'une ténuité extrême, et ne peuvent être visibles que lorsqu'on les éclaire fortement par les rayons solaires qu'on laisse pénétrer à travers un trou pratiqué à un volet, tandis que des vents violents transportent souvent des masses considérables.

§ VIII. *Mouvement des corps gazeux.*

345. Les corps gazeux peuvent être mis en mouvement par plusieurs causes : 1° par l'action de la chaleur ; 2° par le mouvement des corps solides ou liquides qui leur transmettent une partie de leur vitesse ; 3° enfin, les gaz renfermés dans les vases clos peuvent être mis en mouvement lorsqu'ils sont comprimés, et qu'on les laisse s'échapper dans le vide ou dans un milieu d'une moindre élasticité. Nous ne parlerons des mouvements produits par la chaleur que dans le livre suivant.

346. *Mouvements communiqués.* Lorsqu'un corps est en mouvement dans l'atmosphère, il communique une partie de son mouvement à l'air qu'il rencontre : de là des courants artificiels qui s'étendent à une masse d'air d'autant plus grande que la force motrice est elle-même plus considérable. Les machines qui sont destinées à mettre l'air en mouvement par communication portent le nom de *ventilateurs ;* les plus simples sont les éventails. Toutes les autres, dont les formes sont plus ou moins compliquées, sont destinées à séparer de certains corps solides la poussière qu'ils renferment, et que les courants d'air entraînent facilement, ou à renouveler l'air des appartements, des séchoirs, ou à alimenter des foyers. Nous nous bornerons ici à décrire le ventilateur à force centrifuge et les trompes.

347. Le ventilateur à force centrifuge se compose d'un tambour en bois *ABCD* fixe (*fig.* 200 et 201), d'une petite épaisseur et d'un plus grand diamètre, percé, au centre, de deux trous circulaires, et, à la circonférence, d'une ou plusieurs ouvertures. Dans l'axe du cylindre se trouve un axe en fer, *MN*, mobile à l'aide d'une manivelle; il porte quatre ailes qui parcourent l'intérieur du tambour pendant la rotation de l'axe. Lorsqu'on fait tourner la manivelle, l'air frappé par les ailes se meut circulairement, la force centrifuge le porte à la circonférence, où il s'échappe, en vertu de son

inertie, par les ouvertures qui y sont ménagées, en même temps que l'air extérieur s'introduit par les ouvertures centrales du tambour. Quand cet appareil est destiné à produire un courant d'air extérieur, il n'a qu'une seule ouverture à la circonférence, et elle est encaissée tangentiellement à la circonférence, de manière à donner au courant la direction convenable. Cette disposition est employée dans les machines destinées à séparer du blé les grains vides et la poussière. Quand l'appareil a pour objet d'appeler l'air d'un certain lieu, on fait communiquer les orifices du centre avec le lieu d'où l'air doit être aspiré : alors il est avantageux de laisser le cylindre tout ouvert à la circonférence.

348. Les trompes sont fréquemment employées dans les exploitations métallurgiques pour produire les courants d'air destinés à alimenter les fourneaux. La figure 202 est une coupe d'un de ces appareils; *A* est un réservoir d'eau ; *B* un tuyau ouvert par les deux bouts, communiquant par sa partie supérieure avec le réservoir *A*, et, par sa partie inférieure, avec un tonneau défoncé *C* plongé dans un déversoir; au dessus du niveau de l'eau se trouve une plaque solide *F*, immobile, sur laquelle vient se briser le courant d'eau ; le tuyau *B* est rétréci par sa partie supérieure, et garni de plusieurs ouvertures latérales *E*, *E*, qu'on désigne sous le nom de *trompilles ;* à la partie supérieure du tonneau *C* se trouve le tuyau *D*, destiné à conduire le courant d'air produit par la machine. L'eau, dans sa chute, communique son mouvement à l'air environnant, et produit une aspiration continuelle par les trompilles et un courant d'air qui s'échappe par le tuyau *D*. On peut rendre évidente la communication latérale du mouvement au moyen de l'appareil suivant : soit *abcd* (*fig.* 203) un cylindre en fer-blanc fermé par le bas ; il est traversé par un tuyau conique *mn*, communiquant en *m* avec un soufflet. Si on verse de l'huile dans le vase *abcd*, et qu'on y plonge une mèche annulaire qui enveloppe le tuyau *mn*, et qu'après avoir allumé la mèche on fasse passer un courant d'air rapide par le tuyau *mn*, la flamme descend dans le cylindre formé par la mèche, d'autant plus que le courant est plus rapide, et remonte ensuite avec le jet d'air. Cet effet provient de ce que le courant entraîne avec lui une partie de l'air renfermé par la mèche, et qu'il se produit un vide partiel vers lequel l'air extérieur se dirige de toute part, en entraînant la flamme avec lui. J'ai employé cette disposition dans de nouvelles lampes d'émailleur, beaucoup plus commodes que les anciennes, parce que la mèche est

toujours arrangée convenablement, et qu'il suffit de faire monter ou descendre la mèche pour augmenter ou diminuer la flamme.

Nous allons maintenant nous occuper des mouvements de l'air qui proviennent de son dégagement d'un vase où il était comprimé. Nous donnerons plus loin l'explication des machines qu'on emploie pour produire cette compression ; nous ne parlerons ici que des lois de l'écoulement.

349. *Ecoulement des gaz comprimés.* Lorsqu'un gaz comprimé sous une grande pression s'échappe par un orifice évasé, il se manifeste un phénomène fort singulier, qui a été observé pour la première fois par M. Griffith, ingénieur des mines de Fourchambault. Voici en quoi il consiste : si de l'air fortement comprimé dans un réservoir jaillit par une ouverture pratiquée dans une surface plane, et que l'on présente au courant une planche ou un disque métallique, ce corps, repoussé d'abord par le choc du gaz, est au contraire attiré lorsque, surmontant cette répulsion, le disque a été rapproché à une petite distance des bords de l'orifice (*fig.* 204). Dans cette position du disque, l'air s'échappe par des rayons divergents entre la surface inférieure du disque et celle de l'orifice. On peut facilement vérifier ce phénomène au moyen de l'appareil *fig.* 204 *A*. *AB* est un tube de fer-blanc ouvert par les deux bouts, mais inférieurement par un très petit orifice *o*, percé au centre de la plaque *CD*, terminée par des rebords *GH*, qui maintiennent le disque *EF* en papier. En soufflant avec la bouche par l'orifice *A*, le disque de papier est d'abord repoussé, mais il est attiré quand la vitesse du vent est suffisante. On peut constater ce fait par une expérience plus simple encore : elle consiste à placer à l'extrémité de la tuyère d'un soufflet d'appartement un cône en papier : il est froissé et comprimé par la pression extérieure quand on fait agir le soufflet.

Ce phénomène se produit également dans l'écoulement de la vapeur et des liquides, et provient de ce que le fluide s'écoule à plein orifice par un ajutage évasé, et qu'alors la pression latérale est négative, du moins sur une partie de la paroi de l'ajutage. Il est alors tout à fait analogue à celui que nous avons décrit (254) (*fig.* 142). La pression qui se produit n'est pas connue ; mais il est facile de voir que le maximum de cette pression ne peut jamais atteindre, et par conséquent dépasser, la pression totale que l'atmosphère exerce sur la partie annulaire *abcd* du disque mobile (*fig.* 204) qui est en regard des bords du tuyau.

330. Lorsqu'un gaz comprimé s'échappe par une ouverture quelconque percée en mince paroi, la vitesse d'écoulement dépend de la différence des pressions intérieures et extérieures et de la densité du gaz qui s'écoule. On peut calculer la vitesse d'écoulement en considérant le gaz comme un liquide de même densité, qui serait soumis à une pression égale à celle qui résulte de sa force élastique, diminuée de celle du milieu ambiant. Alors, pour avoir la vitesse, il faut trouver la hauteur d'une colonne liquide de même densité que le gaz, et dont le poids serait égal à la pression qui produit l'écoulement : la vitesse d'écoulement cherchée est alors égale à celle qu'acquerrait un corps en tombant de cette hauteur (241). Cherchons, par exemple, avec quelle vitesse de l'air à 0°, sous la pression ordinaire, s'échapperait dans un espace vide. La pression, étant de $0^m,76$, sera de 10^m33 estimée en eau ; et comme la densité de l'air est 0,0013 de celle de l'eau, il s'ensuit qu'une colonne d'air équivalente en poids à $0^m,76$ de mercure aurait $\frac{10^m,33}{0,0013}$ de hauteur ou 7946^m. Or, un corps, en tombant de cette hauteur, acquerrait une vitesse de $394^m,81$ par seconde. Ce serait donc là la vitesse avec laquelle l'air, sous la pression ordinaire, pénétrerait dans le vide.

331. Il résulte de ce qui précède plusieurs conséquences importantes : 1° à la même température, et quelle que soit la pression, un même gaz s'écoule dans le vide avec la même vitesse. En effet, les densités d'un même gaz à la même température sont proportionnelles aux pressions ; les hauteurs des colonnes fluides dont les poids sont équivalents aux pressions sont aussi proportionnelles aux pressions, et ces mêmes hauteurs sont en raison inverse des densités ; d'où il suit que, quelle que soit la force élastique d'un même gaz, la vitesse d'écoulement dans le vide sera constante à la même température. Ainsi, en renfermant de l'air dans un ballon, et le comprimant à 1, 2, 3, 1000 atmosphères, et le laissant s'échapper par un petit orifice dans un espace vide, la vitesse, pendant toute la durée de l'écoulement, sera la même. Mais la quantité de gaz qui s'échappera dans le même temps ne sera point constante : elle sera évidemment proportionnelle à la densité du gaz, et par conséquent à la pression. Cette permanence de la vitesse d'écoulement d'un gaz comprimé quand il s'échappe dans le vide n'existe plus quand l'écoulement a lieu dans un gaz, parce qu'alors la hauteur de la colonne génératrice de la vitesse est proportionnelle à la différence de force élastique de l'air intérieur et de

l'air extérieur, et en raison inverse de la densité, et que la densité du gaz est proportionnelle à la pression totale que le gaz éprouve.

2° Les vitesses d'écoulement des gaz dans le vide sont en raison inverse des racines carrées des densités, car les hauteurs génératrices des vitesses sont en raison inverse des densités, et les vitesses sont proportionnelles aux racines carrées de ces hauteurs. Il en est encore de même quand les gaz ont la même force élastique, et s'écoulent dans le même milieu; mais quand la différence des pressions du gaz et du milieu extérieur sont seulement les mêmes, les vitesses sont en outre en raison inverse des racines carrées des forces élastiques des gaz, comme on peut le voir dans l'article suivant.

352. Représentons par v la vitesse, et par h la hauteur d'une colonne liquide de même densité que le gaz, et dont le poids serait équivalent à la force qui produit le mouvement : nous aurons $v=\sqrt{2gh}$.

Pour déterminer h en fonction de la densité, de la pression et de la température, désignons par p et p' les forces élastiques de l'air extérieur et du gaz comprimé estimées en mercure; par d la densité du gaz à 0° sous la pression de $0^m,76$, et par d' sa densité sous la pression p' et à la température t.

La pression qui produit le mouvement est $p'-p$; pour estimer cette pression en eau il faut la multiplier par la densité du mercure 13,59, et, pour l'obtenir en air atmosphérique à 0°, et sous la pression $0^m,76$, il faut encore diviser ce produit par la densité de l'air rapportée à l'eau, c'est-à-dire par 0,0013. Ainsi la pression estimée en air sera $\frac{(p'-p)\,13,59}{0,0013}$. Mais il faut que cette pression soit estimée en gaz dont la densité est d'. La hauteur de la colonne sera alors $\frac{(p'-p)\,.\,13,59}{0,0013}\cdot\frac{1}{d'}$; mais la densité d'un même gaz est proportionnelle à la pression quand la température est la même, et quand elle change, la pression restant la même, la densité varie en raison inverse du volume. Or, nous verrons plus tard que tous les gaz se dilatent également, et de 0,00375 de leur volume à zéro, pour chaque degré du thermomètre; nous aurons donc

$$d'=d\,\frac{p'}{0^m,76}\left(\frac{1}{1+t\,(0,00375)}\right).$$

D'après cela

$$h=\frac{13,59\times 0^m,76}{0,0013}\,\frac{(p'-p)}{p'd}\,[1+t\,(0,00375)].$$

Alors on aura

$$v=\sqrt{\frac{13,59\times 0^m,76}{0,0013}\,2\,g\,\frac{(p'-p)}{p'd}\,[1+t\,(0,00375)]}.$$

Substituant pour g sa valeur 9,8088, il vient

$$v=394^m\sqrt{\frac{p'-p}{p'\,d}\,[1+t\,(0,00375)]}.$$

Si on fait $p=0$, il vient

$$v=394^m\sqrt{\frac{1}{d}\,[1+t\,(0,00375)]}.$$

Ainsi, à la même température, et quelle que soit la pression, la vitessse d'écoulement des gaz dans le vide est en raison inverse de la racine carrée de leur densité.

353. Les résultats que nous venons d'exposer ont été vérifiés par l'expérience, en Suède, en Angleterre et en France; mais, dans ces expériences, l'écoulement n'a eu lieu que dans l'atmosphère, et sous de faibles pressions. Le mode d'expérience que l'on a employé consiste à renfermer le gaz dans une grande cloche cylindrique reposant sur l'eau (*fig.* 205); on la met en équilibre au moyen d'une corde qui passe sur deux poulies fixes O et O', et dont l'extrémité inférieure est chargée d'un poids égal à celui de la cloche. La cloche est garnie supérieurement d'un appendice, sur lequel on peut placer des plaques minces percées de différents orifices, ou des ajutages de différentes formes; elle porte aussi un manomètre *abc*, qui sert à mesurer l'excès de pression du gaz intérieur. On augmente la pression du gaz en diminuant le poids P, ou en chargeant la cloche de nouveaux poids; et on mesure la quantité de gaz écoulée pendant un temps donné par l'abaissement de la cloche, et la vitesse en divisant le volume de gaz écoulé par la section de l'orifice. M. Daubuisson, par la comparaison de cent cinquante expériences faites sur l'air atmosphérique, a reconnu que la vitesse du gaz calculée d'après la théorie s'accordait avec celle qui résulte de l'expérience, mais que la veine fluide se contracte dans les gaz comme dans les liquides, et que, pour obtenir la dépense réelle, il faut multiplier la dépense théorique par 0,65 si l'orifice est percé en mince paroi, par 0,93 si l'orifice est terminé par un ajutage cylindrique court, par 0,95 s'il est terminé par un ajutage un peu évasé.

354. Lorsque les gaz s'écoulent par de longs tuyaux, la vitesse est beaucoup plus petite que quand l'écoulement a lieu par des orifices percés en minces parois, et d'autant plus que les tuyaux sont plus longs, d'un plus petit diamètre, et que la vitesse est plus grande.

D'après M. Daubuisson, pour l'air s'écoulant dans l'atmosphère par un orifice d'un diamètre d, placé à l'extrémité d'une conduite cylindrique ayant une longueur L et un diamètre D, sous une pression plus grande que la pression de l'atmosphère d'une quantité H estimée en mercure, la dépense par seconde est donnée par la formule

$$Q = 2279 \sqrt{\frac{D^5}{L + 47 \frac{D^5}{d^4}}}.$$

Si la conduite était tout ouverte à son extrémité, on aurait $d = D$; et comme il n'y aurait pas alors de contraction de la veine, le coefficient du radical devrait être augmenté dans le rapport de 0,93 à 1 : on aurait alors

$$Q = 2450 \sqrt{\frac{HD^5}{L + 47 D}}.$$

355. *Réaction provenant de l'écoulement des gaz.* Les pressions qui se manifestent contre les parois d'un vase plein d'un gaz quelconque se détruisent mutuellement quand le gaz est en repos, et ne peuvent imprimer aucun mouvement au vase. Mais il n'en serait pas ainsi si le gaz pouvait s'échapper par un orifice; la pression opposée à la direction de l'écoulement n'étant pas détruite par la résistance de la paroi supprimée, le vase serait entraîné en sens contraire de l'écoulement. C'est un phénomène semblable à celui que nous avons reconnu dans les liquides (255). On peut facilement le vérifier au moyen de l'appareil *fig.* 206. *A* est une vessie garnie d'un robinet terminé par une pièce *MN* mobile autour de l'axe du robinet, et qui reçoit par son centre le gaz, et le laisse écouler par deux orifices latéraux *m,n*. En forçant par la pression le gaz à s'écouler, la pièce *MN* tourne en sens contraire de l'écoulement.

356. C'est à la réaction produite par l'écoulement des gaz que sont dus le recul des armes à feu et le mouvement des artifices. En effet, lorsque l'on enflamme la poudre renfermée dans la culasse d'un canon, il se développe presque instantanément un très grand volume de gaz; ce gaz presse avec une force égale toutes les parois de l'espace dans lequel il est renfermé; la paroi la moins résistante, qui est toujours celle formée par le projectile, cède, et en même temps le canon est poussé en sens contraire avec la même force; mais la vitesse du recul est plus petite dans le rapport de la masse du canon à celle du projectile, et d'ailleurs elle est anéantie en très peu de temps par les frottements. L'ascension des fusées a lieu en sens contraire de l'écoulement des gaz qui se forment par la combustion de la poudre. C'est en fixant les artifices autour d'un axe mobile sur lui-même, et disposant les fusées perpendiculairement aux rayons, que l'on produit les mouvements de rotation des soleils; c'est en plaçant à la suite les unes des autres plusieurs fusées diversement inclinées, et qui brûlent successivement, qu'on parvient à former ces artifices dont les mouvements changent brusquement de direction et de vitesse. C'est à la même cause qu'il faut attribuer les mouvements de rotation sur l'eau du potassium et du camphre, des morceaux de liége imbibés d'éther, etc.

357. *Résistance de l'air.* Lorsqu'un corps se meut dans l'air, il éprouve une résistance provenant du mouvement qu'il communique à l'air qu'il déplace. Cette résistance semble devoir varier, comme pour les corps liquides, proportionnellement au carré de la vi-

tesse et à la densité du gaz : car cette résistance est proportionnelle à la masse d'air déplacée et à la vitesse, et la masse d'air déplacée est elle-même proportionnelle à la vitesse et à la densité. L'observation a sensiblement confirmé ce résultat pour les petites vitesses. Mais, quand la vitesse est très grande, la résistance augmente suivant une loi beaucoup plus rapide, à cause de la compression que l'air éprouve en avant, et de la dilatation de celui qui est derrière. Il est évident que, si la vitesse du corps excédait 394^m par seconde, vitesse de l'air dans le vide, il se formerait un vide complet derrière le corps, et la pression qui s'opposerait au mouvement serait plus grande que la pression de l'atmosphère. On ne connaît pas l'influence de la forme des corps sur la résistance qu'ils éprouvent en se mouvant dans l'air; on sait seulement qu'une surface courbe éprouve moins de résistance lorsqu'elle présente sa convexité que quand elle offre sa concavité.

358. Lorsqu'un corps se meut dans un milieu homogène, la résistance qu'il éprouve diminue continuellement sa vitesse, de sorte que, si le corps n'est animé que par une force constante, sa vitesse finit par s'anéantir. Mais si le corps est sollicité par une force accélératrice, la résistance croissant comme le carré de la vitesse, cette dernière finit par devenir uniforme. La résistance de l'air a par conséquent une très grande influence sur la trajectoire décrite par les projectiles, elle en change complétement la nature et diminue beaucoup la portée.

La résistance de l'air est souvent employée pour modérer le mouvement des machines. C'est sur cette résistance que sont fondés les appareils formés d'une roue à ailes planes dirigées dans le sens de l'axe, dont la sonnerie des pendules et beaucoup d'autres machines sont garnies, et qui ont pour objet de modérer les mouvements auxquels ils sont liés, par la résistance croissante que l'air oppose à leur rotation, à mesure qu'elle devient plus accélérée.

§ IX. *Machines et appareils dont le jeu est fondé sur les propriétés de l'air.*

Nous examinerons d'abord les machines qui ont pour objet de dilater ou de condenser l'air, et leurs différentes applications; ensuite nous exposerons les appareils dont le jeu est dû à la pression de l'air.

359. *Machine à dilater l'air.* Soit *A* (*fig.* 207) un ballon rempli

d'air, surmonté d'un cylindre dans lequel se meut un piston. La partie inférieure du corps de pompe et le piston sont percés de deux ouvertures garnies de deux soupapes m et n, se fermant par une pression de haut en bas. Lorsqu'on élève le piston, l'air qui était au dessous se dilate, et perd une partie de sa force élastique: alors l'air atmosphérique, par son excès de pression, ferme la soupape n, tandis que l'air renfermé dans le réservoir A ouvre la soupape m, et s'introduit en partie dans le corps de pompe. Lorsqu'on abaisse le piston, le gaz du corps de pompe, étant comprimé, ferme d'abord la soupape m, et ouvre ensuite la soupape n, par laquelle il se dégage. Ainsi, à chaque ascension du piston, une portion de l'air du réservoir passe dans le corps de pompe, et à chaque abaissement cet air est rejeté dans l'atmosphère : par conséquent, en continuant le jeu du piston, on dilatera de plus en plus l'air du réservoir. Pour calculer l'effet de cette machine, il faut connaître le rapport des capacités du réservoir et du corps de pompe. Supposons, par exemple, que ces capacités soient égales : à la première ascension du piston, l'air du réservoir s'étendra dans un espace deux fois plus grand, par conséquent, il restera dans le ballon un même volume d'air dont la densité, la force élastique et la masse seront deux fois plus petites; après la seconde ascension, la masse restante sera le 1/4 de ce qu'elle était d'abord ; après la troisième, le 1/8, etc. Si le corps de pompe avait une capacité égale seulement à la moitié de celle du réservoir, à chaque élévation du piston l'air du réservoir s'étendrait dans un espace moitié plus grand : par conséquent, à chaque mouvement du piston l'air du ballon diminuerait de 1/3 en masse, en densité et en force élastique. Il est facile de voir, par les mêmes raisonnements, que, si le volume du corps de pompe était 1/3, 1/4, 1/5, etc., de celui du réservoir, à chaque coup de piston l'air du réservoir diminuerait de 1/4, ou de 1/5, ou de 1/6, etc.

Il suit de là qu'après un nombre de coups de piston d'autant plus grand que la capacité du cylindre est plus petite relativement à celle du réservoir, on pourra toujours parvenir à ne laisser dans le réservoir qu'une quantité d'air aussi petite qu'on voudra; mais que, quelque prolongée qu'on suppose l'action du piston, on ne pourra jamais faire un vide parfait.

En désignant par V le volume du ballon, par P le volume du corps de pompe parcouru par le piston, et enfin par p la pression de l'atmosphère, la force élastique de l'air renfermé dans le ballon sera,

après le premier coup de piston. . . . . $p.\dfrac{V}{V+P}$;

après le second . . . . $p.\dfrac{V}{V+P}\cdot\dfrac{V}{V+P}=p\left(\dfrac{V}{V+P}\right)^2$;

après le n^{me}. . . . . $p\left(\dfrac{V}{V+P}\right)^n$.

360. *Machine pneumatique.* La machine pneumatique, inventée par Otto de Guericke, bourguemestre de Magdebourg, est un appareil absolument semblable à celui que nous venons de décrire, mais dont le corps de pompe et le réservoir sont disposés d'une manière plus commode. Dans les machines ordinaires, dont les figures 208 et 209 représentent une coupe et une élévation, il y a deux corps de pompe; les tiges des pistons sont garnies de deux crémaillères qui sont dirigées par une roue dentée, mise en mouvement par un levier AB. Les soupapes d'aspiration sont formées par des cônes garnis de cuir, qui s'engagent dans des cavités de même forme. Ces soupapes sont fixées à des tiges qui passent à frottement dur à travers les pistons; les pistons en s'élevant entraînent les soupapes jusqu'à une petite hauteur, et les replacent en s'abaissant. Quant aux soupapes des pistons, elles sont également coniques, et retenues par un ressort en spirale. Les deux corps de pompe communiquent par un même canal avec un orifice o percé au centre d'un plateau de verre dépoli : c'est sur ce plateau que l'on pose les cloches qui servent de réservoir; leurs bords, bien dressés et enduits de suif, s'appliquent exactement sur sa surface. L'extrémité du canal qui se termine par l'orifice o est taraudée : c'est sur cette vis que l'on adapte les ballons à robinets d'où l'on veut enlever l'air. Le canal intérieur communique avec une cloche de verre PQ renfermant un baromètre tronqué. Enfin, deux robinets R et S sont destinés, le premier, à laisser rentrer l'air dans l'appareil, et à intercepter ou à établir la communication entre le réservoir et les corps de pompe; et le second, à faire communiquer la cloche PQ avec le réservoir. La clef du robinet R est percée d'un canal x qui le traverse perpendiculairement, et d'un canal yz qui vient s'ouvrir dans l'air sur le bout de la clef; l'ouverture z de ce canal est fermée par un bouchon. Quand la machine doit tenir le vide, on tourne l'ouverture latérale y vers les corps de pompe, et, pour rendre l'air, on la tourne vers la cloche, et on enlève le bouchon. Les soupapes d'aspiration sont coniques, afin qu'elles ferment plus exactement. Elles sont soulevées par les pis-

tons, afin que la communication du réservoir avec les corps de pompe puisse s'établir, quelle que soit la force élastique de l'air renfermé dans le premier. Le robinet *R* remplit deux fonctions différentes : la dernière est nécessaire pour conserver le vide, car c'est principalement par les corps de pompe que l'appareil peut perdre.

361. Dans la construction des machines pneumatiques, on doit satisfaire à une condition importante, dont nous n'avons point encore parlé : le piston, à la limite inférieure de sa course, doit atteindre exactement la partie inférieure du corps de pompe, de manière à ne point laisser d'espace entre lui et le fond du corps de pompe. En effet, s'il restait un certain volume d'air à la fin de la course, cet air aurait la densité de l'air extérieur : par conséquent, quand on soulèvera le piston, il se dilatera, et l'air de la cloche ne passera dans le corps de pompe qu'autant que la force élastique de l'air resté dans le corps de pompe, et dilaté jusqu'au sommet de la course du piston, sera plus petite que celle de l'air renfermé dans la cloche.

En désignant par l la course du piston, et par l' la distance du fond du corps de pompe à la partie inférieure du piston, quand il est au bas de sa course, il est évident que la limite du vide qu'on pourra produire sera $H \frac{l'}{l+l'}$. C'est principalement par cette raison que, dans les meilleures machines pneumatiques, on ne peut faire le vide que jusqu'à 2 à 3 millimètres. Il est suffisant pour la plupart des expériences de physique ; mais on doit à M. Babinet une modification très ingénieuse, au moyen de laquelle le vide peut être porté beaucoup plus loin. Voici en quoi elle consiste :

Au point de bifurcation du canal qui part du centre du plateau pour communiquer avec les deux corps de pompe, se trouve un robinet dont la clef est percée dans l'axe, et transversalement, de trois canaux, dont deux sont dirigés suivant le même diamètre. On peut alors, par cette disposition, établir la communication des deux corps de pompe, ou d'un seul, avec la platine. La masse de cuivre dans laquelle se trouvent logés les tuyaux *abc* et *a'b'c'* (*fig.* 210) est percée d'un canal *de*, qui correspond à un petit canal excentrique percé dans la clef du robinet. Le canal *de* aboutit d'une part dans le canal *abc*, et de l'autre au fond du corps de pompe *A*. Le petit canal excentrique est tellement placé, que, quand les tuyaux *abc* et *a'b'c'* communiquent, le canal *de* est sans issue. Sup-

posons maintenant que, le robinet étant placé dans la position de la *fig.* 110, le mercure reste stationnaire dans l'éprouvette : en désignant par v le volume d'air qui reste sous le piston quand il est au bas de sa course, par V le volume du corps de pompe quand le piston est au sommet de sa course, et par H la hauteur du baromètre, la force élastique de l'air de la cloche sera évidemment $H\frac{v}{V}$. Tournons maintenant le robinet d'un quart de circonférence, de manière à lui donner la position indiquée *fig.* 211, et faisons jouer les pistons jusqu'à ce que le mercure dans le baromètre devienne de nouveau stationnaire. Il est évident qu'alors il ne passe plus d'air du corps de pompe A dans le corps de pompe B. Or, si nous désignons par v' le volume du canal ade, quand le piston A est au sommet de sa course le volume du gaz est $V+v'$, et sa force élastique x devient, quand il est arrivé au bas de sa course,

$$x(V+v'):(v+v');$$

mais alors, dans le cylindre B, la force élastique est $Hv:V$. Par conséquent, on a

$$x.\frac{V+v'}{v+v'}=\frac{v}{V}H;\ \text{d'où}\ x=H.\frac{v}{V}.\frac{v+v'}{V+v'}.$$

362. On peut facilement, au moyen de la machine pneumatique, constater les différentes propriétés que nous avons reconnues dans l'air atmosphérique.

Lorsque l'on a fait le vide sous une cloche posée sur le plateau, on remarque qu'elle y adhère avec une très grande force, qui provient évidemment de la pression de l'air qui agit sur la surface extérieure de la cloche, pression qui n'est plus détruite par la force élastique de l'air intérieur. On rend cet effet encore plus évident au moyen de deux hémisphères en cuivre (*fig.* 212) qui emboîtent exactement l'un dans l'autre, et dont l'un renferme un ajutage à robinet que l'on peut visser sur le plateau de la machine pneumatique. Lorsque le vide est fait, on ferme le robinet, et on enlève l'appareil. On ne peut alors séparer les deux hémisphères qu'en employant une très grande force : car la pression exercée sur un d'eux, en supposant que le vide soit parfait, est égale au poids d'un cylindre de mercure qui aurait pour base la surface du cercle de jonction, et pour hauteur $0^m,76$; mais aussitôt qu'en ouvrant le robinet on a permis à l'air de rentrer, les deux hémisphères se séparent avec la plus grande facilité. On emploie aussi, pour prouver la pression de l'air, un vase de verre (*fig.* 213) ou-

vert par le bas, et fermé supérieurement par une vessie de cochon fortement assujettie par une ficelle. On place ce vase sur le plateau de la machine pneumatique : à mesure que l'air se dilate, la membrane qui ferme le vase cède sous la pression de l'air extérieur, se courbe de plus en plus, et bientôt, sa résistance n'étant pas suffisante, elle se brise avec bruit. Pour démontrer que la pression de l'air a lieu dans tous les sens, on emploie un vase garni de plusieurs orifices fermés chacun par une membrane : le même phénomène a lieu sur chacune d'elle, quelle que soit sa direction.

Si l'on place sur le plateau de la machine une cloche (*fig.* 214) à travers la tubulure de laquelle passe la tige d'un baromètre, à mesure que la dilatation augmente, le mercure descend. Si dans une cloche (*fig.* 215) on place une vessie fermée et dégonflée, à mesure que l'on dilate l'air qui l'environne, elle augmente de volume. Ces effets sont trop évidents pour que nous insistions sur leur explication. Lorsqu'on place sous un récipient un vase (*fig.* 216) renfermant de l'air et de l'eau, et dont l'orifice est garni d'un tube ouvert par les deux bouts, effilé par le haut, et qui se prolonge jusqu'au fond du vase, à mesure que l'on dilate l'air du récipient, l'eau pressée par l'air du flacon s'élève dans le tube, et jaillit à une hauteur plus ou moins considérable.

363. *Machine à comprimer l'air.* Soit *A* (*fig.* 217) un ballon surmonté d'un cylindre dans lequel se meut un piston ; supposons que la partie inférieure du cylindre ainsi que le piston soient percés chacun d'une ouverture garnie d'une soupapé, s'ouvrant par une pression de haut en bas : lorsqu'on élèvera le piston, la soupape *m* se fermera par la force élastique de l'air renfermé dans le ballon, la soupape *n* s'ouvrira par la pression de l'atmosphère, et le cylindre se remplira d'air à la pression extérieure. Lorsqu'on fera descendre le piston, l'air du cylindre se comprimera ; la soupape d'aspiration *n* se fermera, tandis que la soupape *m* s'ouvrira, et l'air du corps de pompe pénétrera dans le ballon. Il est évident qu'à chaque coup de piston on introduira dans le ballon le même volume d'air, et, par conséquent, que, si la résistance du ballon est suffisante, on pourra augmenter indéfiniment la densité et la force élastique de l'air qu'il contient. Si la capacité du corps de pompe était égale à celle du réservoir, les quantités d'air accumulées après 1, 2, 3, etc. coups de piston formeraient la progression des nombres naturels 2, 3, 4, etc. Ainsi, après trente coups de piston, la densité sera trente et une fois plus grande qu'elle était

d'abord. Si la capacité du corps de pompe était seulement 1/2 de celle du réservoir, la densité serait successivement 1, 3/2, 4/2, 5/2, 6/2, 7/2, etc. En général, il sera toujours facile de calculer la densité du gaz accumulé après un nombre donné de coups de piston, lorsqu'on connaîtra le rapport des capacités du corps de pompe et du réservoir.

En désignant par V le volume du ballon, par P celui du corps de pompe, et par p la pression atmosphérique, la tension de l'air du réservoir sera, après le premier coup de piston, $p.\frac{P+V}{V}$; après le n^{me} elle sera $p.\frac{nP+V}{V}$.

On emploie quelquefois dans les recherches physiques un appareil qu'on nomme *machine de compression* (*fig.* 218), et qui a pour objet d'accumuler l'air dans un récipient *A*. Cette machine est absolument semblable à la machine pneumatique; seulement les soupapes sont toutes retenues par des ressorts en spirale, et se meuvent en sens contraire; le récipient est fortement assujetti sur le plateau, et l'éprouvette renferme un tube très long ouvert par les deux bouts, plongé par sa partie inférieure dans une cuvette pleine de mercure, ou un manomètre à air (317).

Dans cette machine, comme dans la machine pneumatique, il est important que le piston, arrivé au bas de sa course, s'applique exactement contre le fond du corps de pompe: car, s'il restait un espace entre la partie inférieure du piston et le bas du corps de pompe, la compression qu'on pourrait produire serait limitée, et elle serait d'autant plus petite que cet espace serait plus grand. En effet, si l'espace qui reste au dessous du piston était par exemple la dixième partie de l'espace parcouru par le piston, l'air, qui se trouve sous le piston à la pression atmosphérique lorsqu'il est à la limite supérieure de la course, se réduirait à un volume dix fois plus petit: par conséquent, la pression de l'air que l'on pourrait accumuler dans le réservoir serait limitée à dix atmosphères.

Si on suppose que les réservoirs des appareils que nous venons de décrire soient garnis d'une soupape s'ouvrant de dedans en dehors sous une certaine pression, et communiquant avec un tuyau, on aura les machines connues sous le nom de *soufflets*, dont les formes sont très variées, mais dont le jeu est toujours fondé sur le même principe.

364. *Pompes*. On distingue ordinairement deux espèces de pompes : les pompes foulantes (*fig.* 219 et 220), et les pompes aspirantes et foulantes (*fig.* 221 et 222).

Les pompes sont essentiellement composées d'un tuyau vertical qui plonge dans l'eau, d'un piston *M* qui se meut dans une partie du cylindre, et de deux soupapes *m*, *m'*. La première, qu'on nomme *soupape d'aspiration*, est toujours placée à la partie inférieure du corps de pompe parcourue par le piston, au dessous du niveau de l'eau dans les pompes foulantes, et au dessus dans les autres. L'autre soupape, qu'on nomme *soupape de refoulement*, est placée ou sur le piston ou dans un tuyau latéral.

Dans la pompe foulante (*fig.* 219 et 220), en soulevant le piston *M*, la soupape *m* s'ouvre, et le corps de pompe se remplit d'eau; lorsqu'on l'abaisse, la soupape *m* se ferme par son propre poids, et la pression que le piston communique à l'eau qui est au dessous de lui se transmet dans tous les sens à travers la masse d'eau contenue dans le corps de pompe; la soupape *m'* s'ouvre, et le liquide du corps de pompe passe dans le tuyau d'ascension. Lorsqu'on relève le piston *M* la soupape *m'* se ferme par le poids de l'eau élevée, la soupape *m* s'ouvre et donne accès à l'eau. Ainsi, pendant toutes les descentes du piston l'eau est refoulée dans le tuyau d'ascension, et pendant toutes les ascensions le liquide s'introduit sous le piston. On peut, au moyen de cette machine, élever l'eau à une hauteur indéfinie; mais la force que l'on doit appliquer au piston croît proportionnellement à cette hauteur : car, lorsqu'on abaisse le piston (*fig.* 220), ou quand on l'élève (*fig.* 219), il faut exercer sur la tête du piston une force égale au poids de la colonne d'eau qui s'appuie sur la soupape *m'*.

Dans les pompes aspirantes et foulantes (*fig.* 221 et 222), en soulevant le piston *M*, l'air contenu dans le corps de pompe se dilate; lorsque la dilatation est assez grande pour que la différence entre la force élastique de l'air renfermé dans le corps de pompe et celle du tuyau d'aspiration puisse vaincre le poids de la soupape *m*, l'air du tuyau d'aspiration passe dans le corps de pompe, et l'eau du réservoir s'élève dans le tuyau d'ascension jusqu'à une certaine hauteur, correspondante à la dilatation occasionnée par la course totale du piston. Par exemple, si l'espace parcouru par le piston est le quart du volume total du tuyau d'aspiration et du corps de pompe au dessous du piston à l'origine du mouvement, l'air occupera les 5/4 de son volume primitif : par conséquent, sa force élastique sera à ce qu'elle était d'abord comme 4 est à 5. Or, comme l'air extérieur fait équilibre à une colonne d'eau de $10^{m},4$ (32 pieds), l'air intérieur ne pourrait faire équilibre qu'aux 4/5 de ce poids, c'est-

à-dire à $8^m,3$. Par conséquent, l'eau s'élèvera dans le corps de la pompe à une hauteur telle que le poids de la colonne d'eau, plus la force élastique de l'air du corps de pompe, fasse équilibre à la pression de l'air. Cette hauteur sera moindre que $2^m,1$, différence entre $10^m,4$ et $8^m,3$, attendu que l'eau, en s'élevant, diminue l'espace occupé par l'air, et par conséquent augmente sa force élastique. Lorsque le piston, parvenu au sommet de la course, commencera à descendre, la soupape *m* se fermera par son poids, l'air du corps de pompe se condensera, l'air situé dans le tuyau d'ascension restera dilaté, et la colonne d'eau soulevée restera à la même hauteur. Le piston *M*, continuant à descendre, condensera toujours davantage l'air du corps de pompe, et il arrivera nécessairement un instant où sa densité sera plus grande que celle de l'air atmosphérique. Car, dans l'ascension du piston, une partie de l'air du tuyau d'ascension s'est introduite dans le corps de pompe : il contient donc plus d'air qu'à l'origine du mouvement ascendant, et par conséquent, avant le retour du piston à sa position initiale, l'air aura dû atteindre sa densité primitive ; au de là, sa force élastique allant en croissant, la soupape *m'* sera soulevée, et une partie de l'air se dégagera. A chaque nouvelle ascension du piston, l'air du tuyau d'ascension se dilatant davantage, la colonne d'eau s'élèvera toujours de plus en plus, et bientôt elle atteindra la soupape *m*, si elle est à une hauteur au dessus du niveau inférieur plus petite que $10^m,40$, et pourra alors être portée à une hauteur quelconque.

Il y a une remarque importante à faire sur les pompes aspirantes et foulantes, que nous ne devons point passer sous silence. Si le piston, au point le plus bas de sa course, n'atteignait pas la partie inférieure du corps de pompe, il pourrait arriver que l'eau ne montât pas jusqu'à la soupape, quoique la hauteur de cette soupape au dessus du niveau de l'eau fût plus petite que celle à laquelle la pression atmosphérique peut élever de l'eau dans un tube vide. En effet, si le piston n'atteint pas la partie inférieure du corps de pompe, à la limite inférieure de sa course il restera de l'air dans cet espace, et cet air aura une tension un peu plus grande que celle de l'atmosphère, à cause du poids de la soupape *m'*, et il se dilatera d'une quantité constante à chaque élévation du piston. Mais la soupape *m* ne se soulèvera qu'autant que la force élastique de l'air renfermé dans le tuyau sera plus grande que celle du corps de pompe. Par conséquent, si ce tuyau d'ascension était assez élevé pour que la force élastique de l'air qu'il ren-

ferme devînt plus petite que celle du corps de pompe avant que l'eau n'eût atteint le corps de pompe, il est évident qu'à partir de cet instant l'eau resterait stationnaire dans le tuyau d'ascension, et que la soupape m ne se soulèverait plus. Ainsi, il faut toujours que le piston arrivé au bas de la course soit le plus voisin possible de la partie inférieure du corps de pompe.

En désignant par l la course du piston, par l' l'intervalle entre le fond du corps de pompe et la surface inférieure du piston à la limite inférieure de sa course, l'air qui reste sous le piston à l'origine du mouvement ascendant se dilate par l'élévation du piston dans le rapport de l' à $l'+l$; alors en désignant par p la force élastique de l'air, estimée en eau ($10^m,4$), la force élastique de cet air dilaté sera $p' = \frac{pl'}{l+l'}$. Or, il faut nécessairement que la force élastique de l'air du tuyau aspirateur soit toujours plus grande, afin que la soupape m puisse s'ouvrir, pour permettre à l'air du tuyau de passer dans le corps de pompe; et quand le tuyau est plein d'eau, il faut que la pression que la colonne d'eau exerce de bas en haut contre la soupape soit encore plus grande que la force élastique de l'air dilaté du corps de pompe; mais, dans ce dernier cas, la pression de l'eau de bas en haut est $p-h$, h étant la hauteur du tuyau d'aspiration, ainsi on devra toujours avoir, $p - h > \frac{pl'}{l+l'}$.

Dans toutes les pompes, en négligeant les frottements et les pertes de puissance dynamique dues aux accroissements de vitesse dans le passage de l'eau à travers les soupapes, la pression exercée sur le piston, multipliée par la course, dans les deux mouvements alternatifs, est toujours égale au poids de l'eau élevée, multiplié par la hauteur de l'ascension; c'est-à-dire que le travail dépensé est égal au travail produit. Par exemple, dans la pompe *fig.* 221, la pression sur la tête du piston peut être considérée comme nulle pendant la descente ; et pendant l'ascension elle est évidemment égale au poids des colonnes d'eau inférieure et supérieure, car la pression en dessous du piston est égale à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur de la colonne inférieure. Ainsi, en désignant par H la hauteur du réservoir supérieur, par h la course du piston, et par s sa section, la quantité de travail dépensé sera Hhs, en prenant pour unité de poids celui de l'eau renfermée dans l'unité de volume; mais le poids de l'eau élevée à chaque coup de piston est hs, et la hauteur à laquelle elle est élevée est H : ainsi le travail produit est égal au travail dépensé. Par des raisonnements semblables on trouvera qu'il en est de même dans toutes les autres espèces de pompes. Mais comme il y a toujours une perte de travail dans la transmission, on voit qn'il en est des pompes comme des autres machines : elles ne produisent jamais un effet utile égal à celui qui résulterait de l'action directe de la force motrice.

Les appareils que nous venons de décrire sont intermittents, c'est-à-dire que l'eau n'est élevée dans le tuyau d'ascension que pendant un des deux mouvements alternatifs du piston, pendant l'ascension dans les pompes *fig.* 219 et 221, pendant la descente dans les pompes *fig.* 220 et 222. On peut rendre l'écoulement de l'eau continu 1° en employant deux pompes jumelles dont les pistons se meuvent en sens contraire, 2° au moyen d'un réservoir d'air *A* (*fig.* 223) adapté au tuyau d'ascension. Pendant la descente du piston, l'eau qui s'élève dans le tuyau d'ascension comprime en même temps l'air du réservoir, et, lorsque la soupape m' se ferme, la force élastique de l'air comprimé, réagissant sur l'eau, prolonge son écoulement pendant la durée de l'ascension du piston.

Dans la pompe connue sous le nom de *pompe des prêtres* (*fig.* 224), le piston est remplacé par un diaphragme de cuir, ou de toute autre matière flexible, dont la circonférence est fixée au corps de pompe; le centre est occupé par un disque métallique, sur lequel se trouve la soupape. Lorsqu'on soulève la tige *ab*, l'espace situé au dessous de la cloison flexible est augmenté, et il est diminué dans le mouvement contraire. Ainsi, cette disposition produit le même effet que les pistons, mais avec moins de frottements.

365. *Vis d'Archimède.* La vis d'Archimède est une machine qu'on emploie souvent pour élever les eaux, et qui est trop remarquable pour que nous la passions sous silence. On se formera une idée très exacte d'une vis d'Archimède en imaginant une vis à filets très profonds, environnée d'un cylindre en contact avec le sommet des filets. Si cet appareil est placé dans une direction inclinée, la partie inférieure dans l'eau, et si on lui donne un mouvement de rotation dans le sens descendant de la rampe des filets, l'eau s'élèvera dans le canal héliçoïdal, attendu que le liquide devra toujours occuper la partie inférieure de chaque pas, et que cette partie inférieure s'élève par la rotation. Mais, pour que l'eau monte, la vis doit avoir sur l'horizon une inclinaison qui ne dépasse pas une certaine limite.

Pour trouver cette limite, il faut remarquer que l'eau s'élèvera toujours quand chaque pas aura une tangente horizontale : car alors le point de tangence sera le plus haut ou le plus bas, et le liquide devra se trouver dans chaque pas au dessus de ce dernier. Cela posé, par le point de rencontre de l'axe de la vis et du niveau de l'eau menons une ligne parallèle à une tangente en un

point quelconque de l'axe du canal rampant, et imaginons que cette ligne soit une des arêtes d'un cône droit concentrique à l'axe de la vis : les génératrices de ce cône représenteront les directions de tous les éléments de l'axe du canal ; celles qui se trouvent à fleur d'eau seront les directions des éléments supérieurs et inférieurs de chaque pas, parce que ces éléments sont parallèles à l'horizon. On voit facilement, d'après cela, que la vis fonctionnera toutes les fois que le cône sera coupé par le plan de niveau de l'eau, et que l'eau ne s'élèvera point dans la vis quand le cône sera entièrement au dessous de l'eau.

Si la vis marchait en sens contraire, l'eau qui la remplit en partie descendrait d'abord, et ensuite un courant intermittent d'air se dégagerait à la partie inférieure. On se rendra facilement compte de ce phénomène en remarquant que l'eau pénètre dans la vis jusqu'à la hauteur du niveau extérieur; mais que, quand le plan de niveau coupe la section la plus élevée du canal, ce qui arrive une fois à chaque tour de la vis, une partie de l'eau tombe dans la partie inférieure du pas plus élevé, qu'il y a alors une certaine quantité d'air enfermée au sommet de la partie du canal qui sort de l'eau, et que le mouvement de la vis dégage. L'emploi de la vis d'Archimède comme machine soufflante est dû à M. Cagnard de la Tour.

366. *Fontaine de compression.* Cet appareil se compose (*fig.* 225) d'un réservoir *A*, en verre ou en métal, garni supérieurement d'une douille à laquelle est adapté un robinet *D*, et un tube *BC* ouvert par les deux bouts, et plongeant jusqu'au fond du vase. Le robinet peut recevoir une pompe foulante *GF*, et un ajutage conique *E* traversé par un canal capillaire. Pour se servir de cet appareil, on commence par remplir d'eau le réservoir *A*, au moyen d'un entonnoir qu'on introduit dans l'ouverture du robinet; ensuite on adapte la pompe foulante *GF*. Le robinet *D* étant ouvert, on abaisse le piston; l'air du corps de pompe passe dans le tuyau *BC*, remonte à travers l'eau, et vient se loger dans la partie supérieure du réservoir, d'où il ne peut plus sortir; alors on ferme le robinet *D*, et on relève le piston. Aussitôt qu'il est parvenu au sommet de sa course, ou qu'il a dépassé l'ouverture *O*, qui fait communiquer l'intérieur du corps de pompe avec l'air extérieur, le corps de pompe se remplit d'air; on abaisse de nouveau le piston, et, lorsqu'il est au delà de l'ouverture *O*, on ouvre le robinet *D*: l'air du corps de pompe, dont la compression va toujours en augmentant, n'ayant

plus d'autre issue, s'introduit encore dans le réservoir en passant par le canal BC. Lorsque l'on est parvenu, en reitérant cette opération, à renfermer dans le réservoir une quantité d'air suffisante pour qu'il ait acquis une grande force élastique, on ferme le robinet D, on enlève la pompe, et on la remplace par l'ajutage conique E. Si alors on ouvre le robinet D, la force élastique de l'air du réservoir, agissant sur la surface du liquide, le fait jaillir parl tuyau de l'ajutage à une hauteur plus ou moins considérable, mais qui va continuellement en diminuant, attendu que, l'eau qui s'échappe cédant sa place à l'air, la tension de celui-ci diminue continuellement. Si le corps de pompe GF était garni à sa partie inférieure d'une soupape fermant de bas en haut, il est évident qu'on serait dispensé de tourner le robinet à chaque coup de piston.

367. *Lampe à gaz hydrogène.* Soit A (*fig.* 226) un flacon à trois tubulures, B un ballon percé supérieurement d'un orifice m, et garni d'une allonge placée dans la tubulure du milieu du flacon A: cette allonge descend jusqu'à une petite distance du fond du vase; elle est fixée dans cette position par du mastic, de manière que l'air ne puisse pas passer entre elle et le col du ballon. La tubulure C est fermée par un bouchon auquel est suspendu un cylindre de zinc M par un fil de cuivre rouge. La tubulure D est garnie d'un tube à robinet E. Si on ouvre le robinet E, et que l'on verse par l'orifice m un mélange d'eau et d'acide sulfurique, l'air du flacon A pouvant se dégager par l'orifice E, le liquide descendra dans le flacon A, et quand il aura atteint le cylindre M, le contact du zinc produira un dégagement continu de gaz hydrogène, qui sortira par le robinet E. Mais, à l'instant où l'on fermera ce robinet, le gaz, ne pouvant plus s'échapper, s'accumulera dans le flacon; et comme sa force élastique ira toujours en croissant, il comprimera le liquide du flacon, et le forcera à monter dans le ballon B, jusqu'à ce que le niveau du liquide dans le flacon soit au dessous de l'extrémité inférieure du cylindre de zinc, car à cet instant il ne se produira plus de gaz. Si alors on ouvre le robinet E, le gaz accumulé s'échappera, le liquide du ballon B descendra dans le flacon, bientôt il rencontrera le cylindre de zinc, et il se formera de nouveau du gaz hydrogène. Ainsi, en ouvrant le robinet E on détermine l'écoulement du gaz que renfermait l'appareil, et on en provoque une nouvelle formation, tandis qu'en fermant ce robinet on arrête l'écoulement du gaz déjà formé, et on interrompt sa formation. Cet appareil a été imaginé par M. Gay-Lussac.

En terminant le tuyau par un orifice très capillaire, on peut enflammer le gaz hydrogène par une étincelle électrique ou par la mousse de platine. On fait ainsi des briquets qui sont d'un usage très commode. Nous décrirons seulement ici celui qui est à mousse de platine; nous ne parlerons du premier que dans le chapitre consacré à l'électricité.

Le platine en mousse obtenu en dissolvant du platine dans de l'eau régale, précipitant par de l'hydrochlorate d'ammoniaque, et calcinant le précipité, jouit de la propriété remarquable de s'échauffer par un courant de gaz hydrogène, de rougir, et par suite d'enflammer le gaz. Les briquets à mousse de platine sont disposés comme dans la *fig.* 227 : ils se composent d'un appareil pour dégager du gaz hydrogène, et d'une tige fixée au boisseau du robinet, qui se recourbe à quelques centimètres, et porte une douille dans laquelle passe une tige droite portant à son extrémité un petit tambour fermé par un treillis en fil de platine, et qui renferme la mousse de platine. Dans cet appareil, le tube du vase supérieur et le goulot du vase inférieur sont rodés à l'émeri, de sorte qu'ils joignent parfaitement sans lut.

On a donné à ces appareils une forme différente, qui est représentée *fig.* 228. Le briquet se compose de deux cylindres concentriques : le cylindre extérieur est fermé inférieurement, et ouvert supérieurement; le cylindre intérieur au contraire est fermé en dessus, et ouvert dans le bas. Ce dernier est terminé supérieurement par un robinet garni du petit appareil de combustion dont nous venons de parler. Il est facile de voir que cette disposition produit le même effet que les appareils (*fig.* 226 et 227). La seule différence consiste en ce que la position des vases est changée. Ici, le vase dans lequel le liquide s'élève quand le robinet est fermé environne l'autre, tandis que dans les premiers appareils c'est le réservoir d'ascension qui est intérieur.

368. *Siphon.* Soit *A* (*fig.* 229) un vase plein d'un liquide quelconque, et *BCD* un tube recourbé ouvert par les deux bouts, rempli du même liquide, et dont une des branches est plongée dans le vase; la pression de l'air qui agit sur la surface du liquide tend à faire monter le liquide vers le point *C*; la force élastique de l'air, qui agit de bas en haut sur le liquide du tube à son extrémité *D*, tend également à faire remonter vers le point *C* la colonne liquide *CD*; mais comme la différence de hauteur des points *E* et *D* est en général trop petite pour que la différence des forces élastiques de

l'air soit appréciable, nous les regarderons comme égales, et, par conséquent, comme se faisant mutuellement équilibre. On peut donc considérer le liquide renfermé dans le tube comme n'étant sollicité que par la pesanteur. Or la colonne *CE* tend à redescendre dans le vase par son poids, et la colonne liquide *CD* tend également à s'échapper par l'ouverture *D* avec une force égale au poids de cette colonne; mais les deux colonnes ne peuvent pas tomber en même temps, car la pression de l'air qui s'exerce aux deux points *E* et *D* s'oppose à ce que les colonnes se séparent : le mouvement ne peut donc avoir lieu que dans un seul sens; par conséquent, si la hauteur de la colonne *CD* est plus grande que celle de la colonne *CE*, le liquide s'écoulera par l'ouverture *D;* et comme, à mesure que la liqueur s'écoule, la pression de l'air qui agit sur la surface du liquide renfermé dans le vase maintient le siphon plein, le vase se videra jusqu'à ce que le niveau du liquide soit descendu à la hauteur du point *D*. Il est évident que le siphon ne peut produire son effet qu'autant que la distance du point *C* au dessus du niveau du liquide est moindre que 32 pieds, si le liquide est de l'eau, et en général plus petite que la hauteur à laquelle le liquide s'élèverait dans un tube vide.

Si le siphon et les vases étaient plongés dans un liquide quelconque (*fig.* 230), il est évident que la pression qui produirait l'écoulement serait égale au poids d'une colonne du liquide qui remplit le siphon, et dont la longueur serait égale à la distance des deux niveaux *AB* et *CD*, moins le poids d'une colonne de même hauteur du liquide dans lequel l'appareil est plongé. Par conséquent, si le liquide environnant avait une plus grande densité que celui qui remplit le siphon, le liquide du vase inférieur remonterait dans le vase supérieur.

En désignant par h la différence de niveau du liquide dans les deux vases, par d la densité du liquide qui remplit le siphon, par d' celle du liquide environnant, la pression qui produira l'écoulement sera $h\ (d - d')$, et la vitesse d'écoulement sera $v = \sqrt{2gH}$, H étant une hauteur du liquide qui s'écoule, qui produirait une pression égale à $h\ (d - d')$. On a alors $Hd = h\ (d - d')$ et $v = \sqrt{2gh \frac{d-d'}{d}}$.

Cette formule devrait être employée quand un siphon fonctionne dans l'air; mais comme alors d' est très petit par rapport à d, on peut le négliger, et la formule devient $v = \sqrt{2gh}$.

569. On peut remplir un siphon de plusieurs manières : 1° en aspirant par une des branches après avoir plongé l'autre dans le vase.

Pour que le liquide n'arrive pas dans la bouche, à l'extrémité de la branche extérieure du siphon se trouve un tube capillaire *ab* (*fig.* 231), par lequel on aspire en tenant fermée l'ouverture D.

2° On peut remplir directement le siphon en le tenant renversé et incliné, de manière que les deux extrémités des branches soient au même niveau (*fig.* 232) ; on ferme alors l'ouverture *D* avec le doigt, on renverse le siphon, on place la branche la plus courte dans le vase, et on débouche l'orifice *D*. Si le siphon avait un grand diamètre, le liquide de la petite branche ne pourrait pas rester suspendu; il s'échapperait en même temps que l'air s'élèverait dans le tube : il faudrait alors garnir l'extrémité *B* d'une soupape qui s'ouvrirait de bas en haut lorsque le siphon serait dans sa position naturelle ou d'un bouchon qu'on enlèverait ensuite.

570. On peut amorcer un siphon formé d'un tube très capillaire en remplissant seulement la longue branche de liquide, qu'on laisse écouler librement lorsque la petite branche est plongée dans le liquide qu'on veut transvaser, pourvu cependant que la longueur de la première branche soit suffisante. En effet, soit *ABCD* (*fig.* 233) un siphon capillaire dont les branches ont même diamètre, sont à angles droits, et dont la branche *CD* est pleine de liquide. Lorsque le liquide renfermé dans la branche *CD* s'écoulera, l'air contenu dans les branches *AB* et *CD* se dilatera, et le liquide s'élèvera dans le tube *AB ;* et comme les deux extrémités de la colonne d'air doivent toujours être soumises à la même pression, les hauteurs du liquide dans les tubes *AB* et *CD* seront égales. Si *CD* a une certaine longueur, l'extrémité de la colonne liquide atteindra le point *B;* pour une longueur plus considérable elle arrivera au point *C;* et enfin, pour une autre plus grande encore elle parviendra au point *A'*, situé à la hauteur du point *A*. Mais quand le sommet de la colonne d'air est au point *A'*, elle supporte la totalité de la pression atmosphérique : par conséquent l'extrémité inférieure se trouve à l'extrémité du tube, et tout le liquide que renfermait la longue branche s'est écoulé. Alors, si le tube *CD* était un peu plus long, l'écoulement s'établirait. Remarquons maintenant que, quand le liquide est au point *A'*, la colonne d'air n'est plus dilatée, et qu'elle occupe la distance du point *A'* à l'extrémité du tube, tandis que primitivement elle occupait la longueur $AB + BC$. Ainsi, pour que l'écoulement ait lieu, on doit avoir $CD > 2AB + BC$.

Si les branches du siphon étaient inclinées sur la verticale, la petite d'une quantité i, la grande d'une quantité i', en désignant par a et x les longueurs de ces branches,

et par b la longueur du tube horizontal de séparation, il est facile de voir que la longueur de la plus petite valeur de x, pour laquelle l'amorcement aura lieu, se composera d'une partie dont la projection verticale sera $a \cos i$, et qui aura par conséquent pour longueur $\frac{a \cos i}{\cos i'}$ et d'une partie située au dessous du niveau, qui devra contenir une colonne d'air, sous la pression de l'atmosphère, ayant pour longueur $a + b$. Ainsi on aura

$$x = a \frac{\cos i}{\cos i'} + a + b.$$

571. Lorsqu'un siphon est formé d'un tube non capillaire, il peut fonctionner sans être complétement rempli de liquide : il suffit pour cela que l'air qui s'y trouve ait une force élastique plus petite que celle de l'atmosphère, de toute la hauteur de la plus petite branche. Les siphons qui fonctionnent avec de l'air peuvent être disposés comme dans la figure 234. On remplit de liquide la grande branche *CD* par l'orifice *C*, qu'on ferme ensuite avec un bouchon; en laissant écouler le liquide de ce tube, celui du vase s'élève dans le tube *ABC*, tombe dans le tube *CD*, d'où il s'écoule ensuite. La disposition *fig.* 234 *A* produit le même effet quand le cylindre *MN* a été préalablement rempli de liquide d'une manière quelconque.

Si le siphon était cylindrique, d'un grand diamètre, et si l'extrémité inférieure de la longue branche était rétrécie ou plongée dans un liquide, de manière que l'air ne pût pas rentrer dans le siphon, il serait facile de déterminer la plus petite longueur de la grande branche, pour que l'amorcement ait lieu par l'écoulement du liquide qu'elle renferme. En effet, soient *ABCD* (*fig.* 234 *B*) le siphon dans lequel on suppose la colonne *CD* pleine de liquide, et le reste du siphon plein d'air sous la pression de l'atmosphère : il est évident que, quand le liquide s'écoulera par l'extrémité *D*, le liquide du vase *M* montera dans le tube *AB*, et que, quand l'équilibre sera établi, les hauteurs du liquide dans les tubes *AB* et *CD* seront égales, et que, quand cette hauteur excédera un peu *AB*, le liquide s'écoulera à travers le tube *BC*, tombera dans le tube *CD*, et sortira par l'extrémité *D*. Ainsi, la limite de longueur de *CD* est celle qui produit à l'instant de l'équilibre une élévation du liquide dans *AB* égale à la hauteur de ce tube. Cela posé, désignons par p la pression de l'atmosphère estimée en fonction du liquide qui s'écoule, et par a, b et x, les longueurs des tubes *AB*, *BC* et *CD* : le volume d'air, qui était primitivement $a + b$, sous la pression p, étant $b + x - a$ sous la pression $p - a$, on aura

$$b + x - a = (a + b) \frac{p}{p - a}; \quad \text{d'où } x = \frac{(a + b) p}{p - a} + a. - b$$

Si le siphon avait la forme indiquée *fig.* 234 *C*, le volume de l'air, qui était a sous la pression p, deviendrait $x - \frac{a}{\cos i}$ sous la pression $p - a$, et on aurait

$$x - \frac{a}{\cos i} = a \frac{p}{p - a}; \quad \text{d'où } x = \frac{a}{\cos i} + \frac{ap}{p - a}.$$

Cette dernière disposition est employée pour faire écouler l'acide sulfurique après sa concentration dans les vases de platine qui servent à cet objet. Le siphon *ABD* est en platine, et la branche inclinée *BD* est environnée d'un tube de cuivre dans lequel on fait passer un courant continu d'eau froide destinée à refroidir l'acide; au point *B* se

trouvent deux petites capsules en platine communiquant avec le tube *BD*, et que l'on peut ouvrir ou fermer au moyen de deux petits bouchons coniques en platine, garnis chacun d'une petite tige; à l'extrémité *D* se trouve un robinet en platine. On remplit la branche *BD* d'acide sulfurique par un des petits godets; l'autre permet à l'air de s'échapper; ensuite on ferme les godets et on ouvre le robinet placé à l'extrémité *D* : le siphon fonctionne à l'instant lorsque la longueur de *BD* est suffisante.

Il est facile de voir, d'après ce qui précède, la méthode qu'il faudrait employer pour trouver la longueur de la branche extérieure du siphon, dans le cas où les trois branches auraient des directions et des diamètres quelconques.

372. Pour être dispensé d'introduire préalablement un liquide dans le siphon, on emploie souvent dans les laboratoires la disposition représentée *fig.* 235 : vers la partie inférieure de la longue branche du siphon se trouve un petit tube *ab* qui s'élève à une hauteur quelconque, et qui se termine par une boule *M*. Pour se servir de cet appareil on plonge la branche la plus courte dans le liquide à décanter, et on chauffe la boule avec une lampe : alors on ferme la longue branche avec le doigt; l'air de la boule *M*, en se refroidissant, perd continuellement de sa force élastique, et par suite le liquide s'élève dans le siphon, qui se trouve bientôt amorcé.

373. La figure 236 représente un siphon qui reste constamment amorcé. Quand les deux branches sont remplies par un liquide quelconque, ces branches étant égales, et la pression de l'air s'exerçant également sur les points *a* et *b*, les deux colonnes restent en équilibre; mais quand on plonge une des branches dans un vase rempli du même liquide, l'écoulement commence, et s'interrompt aussitôt qu'on retire le siphon. Cette disposition est souvent employée pour transvaser les acides.

374. On emploie ordinairement les siphons pour faire passer un liquide d'un vase dans un autre, et pour établir un niveau constant dans plusieurs vases (*fig.* 237). On peut également employer cet appareil pour vider un vase lorsque le liquide y est parvenu à une certaine hauteur. *M* (*fig.* 238) est un vase percé, à la partie inférieure, d'un orifice à travers lequel passe le siphon *abc*. Lorsque l'on verse un liquide dans le vase, il s'élève à la même hauteur dans la branche *ab* du siphon, parce que l'air s'échappe par l'extrémité *c*; mais aussitôt que le liquide a atteint le point *b*, le siphon se remplit, et le liquide du vase s'écoule jusqu'à ce que son niveau soit descendu au point *a*. La *fig.* 239 offre une disposition différente, dont l'effet est le même. *bc* est un tube droit, ouvert par les deux bouts, et qui est scellé dans l'ouverture pratiquée au fond du vase; il est recouvert par un tube d'un plus grand diamètre, fermé à la

partie supérieure; l'intervalle qui sépare les deux tubes remplit évidemment le même objet que la branche *ab* du siphon dans la *fig.* 238, et lorsque le niveau du liquide dans le vase a atteint le point *b*, l'écoulement du liquide commence, et se continue jusqu'à ce que le niveau soit arrivé au pied de la cloche qui enveloppe le tube.

375. Lorsqu'on fait plonger dans deux vases renfermant des liquides à des hauteurs différentes les deux extrémités d'une mèche de coton ou d'amianthe, les liquides s'élèvent dans les interstices de la mèche, et le liquide dont le niveau est le plus élevé s'écoule dans l'autre vase : c'est alors la capillarité qui remplit le faisceau de tubes capillaires dont la mèche est formée, et c'est l'inégalité de hauteur des branches de ces petits siphons qui produit encore l'écoulement.

376. Lorsque les siphons ne sont pas capillaires, et qu'ils fonctionnent long-temps, ils finissent toujours par s'arrêter. Cet effet provient de l'air en dissolution dans l'eau qui se dégage en partie, s'accumule à la partie supérieure du siphon, et finit par séparer les deux colonnes d'eau. Ce dégagement d'air résulte de la diminution de pression qu'éprouve l'eau à mesure qu'elle s'élève dans le siphon. Pour obvier à cet inconvénient, on place à la partie supérieure du siphon ou une pompe à air, ou l'appareil représenté *fig.* 240, au moyen duquel on peut facilement enlever l'air qui s'est accumulé à la partie supérieure du siphon. Le vase *A* étant plein d'eau, en ouvrant le robinet *b* l'air passera dans ce vase; alors, en fermant le robinet *b*, ouvrant le robinet *a*, et versant de l'eau dans le vase, on dégagera l'air dans l'atmosphère. Il est facile de voir, d'après ce qui précède, qu'un siphon ne pourrait pas être employé pour décanter de l'eau presque bouillante, parce que la diminution de pression qu'éprouve le liquide dans le siphon produirait l'ébullition, et le tube se remplirait de vapeurs.

377. *Tubes de sûreté.* On désigne ainsi des tubes souvent employés dans les appareils de chimie pour éviter l'accident connu sous le nom d'*absorption*. Supposons que par l'action de la chaleur il se dégage un gaz de la cornue *M* (*fig.* 241), et que ce gaz, au moyen d'un tube *abcd*, passe sous la cloche *N*. Si on arrête le feu, le gaz renfermé dans la cornue, en se refroidissant, perdra une partie de sa force élastique, et le liquide de la cloche *N* pourra remonter dans ce vase; et comme cet effet peut être produit quand la cornue est encore très chaude, il en résulte souvent sa rupture. Pour éviter cet inconvénient, on adapte à la cornue différents appareils qui portent le nom de

tubes de sûreté. Le plus simple est représenté *fig.* 242 : c'est un tube droit *ab*, ouvert par les deux bouts, qui plonge de quelques millimètres dans le liquide de la cornue. Il est facile de voir, en supposant que le liquide de la cornue ait une densité égale à celle de l'eau, que, si la force élastique du gaz renfermé dans la cornue devient plus petite que celle de l'air, la dépression du liquide dans le tube *ab* sera égale à l'ascension du liquide dans le tube *cd* : par conséquent, aussitôt que le liquide sera monté dans le tube *cd* à une hauteur égale à la quantité dont le tube *ab* s'enfonce dans le liquide de la cornue, l'air s'introduira dans la cornue et y maintiendra la pression. L'appareil *fig.* 243 produit le même effet : il est composé d'un tube recourbé en S, adapté à la tubulure de la cornue, et renfermant une certaine quantité d'eau ou d'un liquide quelconque. Il est évident que, la différence de hauteur des deux colonnes *ab* et *bc* mesurant la différence des forces élastiques du gaz et de l'air, quand la tension du gaz diminue la colonne *bc* s'abaisse, et aussitôt que l'air est arrivé dans la partie courbe de l'appareil, il traverse le liquide de la boule et s'introduit dans la cornue. Souvent ce tube est soudé sur le tube de conduite du gaz (*fig.* 244).

378. *Appareil de Woulf.* Lorsqu'on veut dissoudre un gaz dans l'eau, on emploie l'un des appareils *fig.* 245 et 246. Le gaz entre successivement dans les flacons par les tubes *ab*, *a'b'*, *a''b''*. Il est facile de voir qu'en appelant m, m', m'', m''', les quantités dont les tubes plongent dans le liquide des vases, l'excès de pression sur celle de l'air sera m''' dans dans le dernier flacon, $m''+m'''$ dans le troisième, $m'+m''+m'''$ dans le deuxième, $m+m'+m''+m'''$ dans le premier. Les tubes de sûreté *pq*, *p'q'*, *p''q''*, du premier appareil, sont destinés à empêcher que, par une diminution de force élastique, le liquide d'un flacon ne puisse passer dans le flacon précédent : car le liquide de chaque flacon ne pourra s'élever dans le tube qui amène le gaz à une hauteur plus grande que la quantité dont le tube de sûreté plonge dans le liquide du flacon. Les tubes en S de l'appareil *fig.* 246 ont la même destination.

379. *Pipette.* Cet appareil, dont on fait un fréquent usage pour soutirer un liquide renfermé dans un vase, est composé d'un tube cylindrique *ab* (*fig.* 247) en verre ou en métal, terminé supérieurement et inférieurement par un orifice capillaire. Lorsque l'on plonge ce tube dans un liquide, les orifices *m* et *n* étant ouverts, le liquide s'introduit dans le tube et s'y élève au même niveau que le

liquide extérieur ; si alors on ferme avec le doigt l'orifice m, et que l'on enlève l'appareil, une partie du liquide dans le tube s'écoulera par l'orifice n; mais, comme l'air ne peut y rentrer, celui qui y était renfermé se dilatera, et l'écoulement s'arrêtera aussitôt que la différence entre la pression de l'air extérieur, qui agit sur l'orifice n, et la pression de l'air dilaté, qui agit en sens contraire, pourra soutenir la colonne liquide qui reste dans le tube.

Dans chaque cas particulier il sera facile de déterminer la quantité de liquide qui s'écoulera, lorsqu'on connaîtra l'espace occupé par l'air, par le liquide, et la densité de ce dernier. En effet, supposons que le tube soit cylindrique (*fig.* 248) ; représentons par a l'espace occupé par l'air, par b celui qui est rempli de liquide, par p la force élastique de l'air estimée en fonction du liquide renfermé dans le tube. Lorsque, après avoir fermé l'orifice m, on soulèvera le tube, le liquide descendra d'une quantité x, la force élastique de l'air intérieur deviendra $p \times \frac{a}{a+x}$, et la différence de cette pression et de celle de l'air extérieur sera $p\left(1-\frac{a}{a+x}\right)$; or, comme cette différence doit être égale à la hauteur du liquide restant, hauteur qui est exprimée par $b-x$, on obtiendra une équation d'où l'on déduira facilement la valeur de x lorsqu'on connaîtra a, b, et p.

580. *Ludion*. On désigne sous ce nom un petit appareil fort ingénieux, dont les charlatans des places publiques font souvent usage pour amuser les spectateurs : cet appareil se compose (*fig.* 249) d'une boule m, communiquant avec une autre plus petite n, remplie de mercure, destinée à lester la première et à donner à l'appareil une densité moyenne un peu plus petite que celle de l'eau. La boule m est percée à sa partie inférieure d'un orifice très capillaire a. On introduit cet appareil dans un vase M (*fig.* 250), en partie plein d'eau, que l'on ferme hermétiquement avec une vessie maintenue par un fil qui s'enroule autour de son rebord. Lorsqu'on presse sur la vessie qui ferme la cloche, on comprime l'air qu'elle contient ; cette pression se transmet au liquide, et, par suite, à l'air renfermé dans la boule m. Alors une certaine portion de liquide s'introduit dans la boule par l'orifice capillaire a, l'appareil devient plus lourd et descend. Mais aussitôt que l'on arrête la pression sur la vessie, l'air de la cloche, et par conséquent celui de la boule, reprend son volume primitif, et la boule remonte. On peut ainsi à volonté faire monter et descendre cet appareil par la seule application du doigt sur la vessie. Mais ce phénomène n'a lieu qu'autant que la hauteur de la cloche ne dépasse pas une certaine limite. En effet, lorsque la boule descend, il s'introduit continuellement une nouvelle

quantité d'eau, due à la pression du liquide supérieur ; or, lorsqu'on cesse de presser sur la vessie, il ne sort de la boule que la quantité d'eau qui s'était introduite d'abord, et celle due à la hauteur du liquide reste : donc, si cette dernière est telle que son poids rende l'appareil plus lourd qu'un égal volume d'eau, il ne remontera pas. C'est par un effet analogue que les poissons montent et descendent dans l'eau : ils contiennent une petite vésicule pleine d'air, qu'ils peuvent comprimer à volonté, et qui fait varier le volume d'eau déplacé.

381. *Fontaine intermittente.* Cet appareil (*fig.* 251) est composé d'un ballon de verre *A*, garni supérieurement d'une tubulure fermée par un bouchon de verre, et inférieurement par une douille en cuivre, autour de laquelle se trouvent plusieurs orifices. Cette douille tourne à frottement libre dans une douille extérieure, dont la surface est garnie des tubulures capillaires *g* et *h* ; de sorte qu'en faisant tourner le ballon on établit ou on intercepte à volonté la communication du ballon avec les douilles *g* et *h*. La douille fixe porte à son centre un tube *ab*, ouvert par ses deux extrémités, dont la partie supérieure s'élève jusqu'au sommet du ballon, et dont l'extrémité inférieure s'ouvre au sommet du cylindre *MN*, fixé à la cuvette *CD*. Le cylindre *MN* est percé à son extrémité inférieure d'une ouverture latérale *o*, et la cuvette *CD* porte, à une petite distance de son centre, une petite douille *o'*. Pour mettre cet appareil en jeu, on commence par tourner le ballon de manière à intercepter la communication avec les ajutages *g* et *h* ; ensuite on enlève le bouchon, on remplit le ballon d'eau, et on remet le bouchon ; alors on tourne le ballon de manière à mettre en regard les orifices de la douille intérieure avec les tubulures de la douille extérieure. Le liquide s'écoule par les orifices capillaires ; mais bientôt le liquide écoulé ferme l'orifice *o* ; et comme l'air ne peut pas entrer dans le ballon, les orifices *g* et *h* étant capillaires, l'écoulement cesse. Mais l'eau accumulée dans la cuvette *CD* continuant à s'écouler, il arrive bientôt un instant où l'orifice *o* devient libre : alors l'accès de l'air dans le ballon produit encore un nouvel écoulement, qui s'arrête encore périodiquement par la même cause, jusqu'à ce que le liquide du ballon soit descendu au niveau des orifices *g* et *h*. Il est facile de voir que, dans les intermittences de l'écoulement, la force élastique de l'air dans le ballon doit être égale à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur du liquide dans le ballon au dessus des orifices d'écoulement, et par conséquent que le liquide dans

le tube *MN* doit s'élever au dessus du point *o*, à une hauteur égale à *ga*.

382. *Fontaine de Héron.* Cet appareil, réduit à sa disposition la plus simple, est composé (*fig.* 252) de trois réservoirs, *A*, *B*, *C*. Le premier est ouvert, les deux autres sont hermétiquement fermés. La partie inférieure du premier communique avec la partie inférieure du second par le tube *ab*; la partie supérieure du second communique avec la partie supérieure du troisième par le tube *cd*; enfin, le dernier communique par sa partie inférieure avec l'air, au moyen du tube *ef*, terminé supérieurement par un orifice capillaire. Supposons les réservoirs *A* et *C* pleins d'eau, et le réservoir *B* plein d'air : le premier étant ouvert, l'eau qu'il renferme s'écoulera dans le réservoir *B*, l'air de ce dernier passera dans le réservoir *C*, et la pression qui en résultera fera jaillir l'eau du réservoir *C* par l'orifice capillaire *f*. Lorsque le jet aura atteint son maximum d'élévation, la pression de l'air dans les réservoirs *B* et *C* sera égale au poids d'une colonne liquide ayant pour hauteur la différence de niveau du liquide dans les deux réservoirs *A* et *B* : l'eau devra donc jaillir par l'orifice *f* à une hauteur égale à cette différence de niveau, et l'écoulement devra durer jusqu'à ce que le réservoir *B* soit rempli, ou que le niveau du réservoir *C* soit descendu au dessous du point *e*. On dispose ordinairement les réservoirs d'une manière plus commode (*fig.* 253 et 254). Les mêmes lettres indiquent les mêmes objets que dans la figure précédente. Le jet alimente lui-même le réservoir supérieur. Lorsque l'on veut vider le réservoir *B* et remplir le réservoir *C*, il suffit de renverser l'appareil : en effet, l'air rentre alors dans le réservoir *B* par le tube *ab*, l'eau qu'il renfermait s'écoule dans le réservoir *C* par le canal *cd*, et l'air sort de ce dernier par le canal *ef*. On construit quelquefois des fontaines de Héron avec un simple tube de verre garni de boules (*fig.* 255); l'espace *AB* est plein d'eau, l'espace *BC* plein d'air, et l'espace *CD* plein d'eau; la pression de la colonne d'eau *AB* se transmet à la colonne d'air *BC*, et de cette dernière à la surface du liquide *C*, qui, par conséquent, doit jaillir par l'orifice *f* à une hauteur égale à *AB*. On a fait plusieurs applications importantes de la fontaine de Héron que nous rapporterons.

383. *Machine de Schemnitz.* Cette machine est destinée à élever les eaux des galeries d'une mine de sulfure de plomb; elle est fondée sur le principe de la fontaine de Héron. *A* (*fig.* 256) est un réservoir d'eau alimenté par une source, *L* un bassin contenant

l'eau qu'on doit élever ; *B* et *C* sont deux récipients placés, le premier au niveau du sol, le second au dessous du niveau des eaux inférieures. Le premier communique avec le réservoir *A* par le tuyau *bb*, et avec l'air par les tubes *aa* et *dd* ; le second récipient *C*, d'une capacité deux fois plus petite que le premier, communique avec le bassin *L* par le tube *ll*, avec l'air extérieur par les tubes *pp*, *nn*, et avec le récipient *B* par le tuyau *hh*. Pour mettre cette machine en jeu, on ouvre en même temps les robinets *k* et *m* : le récipient *C* s'emplit d'eau par *ll*, tandis que l'air s'échappe par *pp* ; lorsque le récipient est rempli d'eau, on ferme les robinets *m* et *k*, on ouvre ceux indiqués par les lettres *c* et *g*, et on ferme les robinets *e* et *f*. Le récipient *B* s'emplit d'eau par *bb*, et l'air qu'il contient presse l'eau du récipient *C* et l'oblige à s'élever jusqu'en *o*. Le récipient *C* étant vide d'eau, on ouvre en même temps les robinets *k*, *m*, *e*, *f*, et on ferme les robinets *c* et *g* ; le récipient *B* se vide d'eau par *dd* et s'emplit d'air par *aa* ; en même temps le récipient *C* s'emplit d'eau par *ll*, et se vide d'air par *pp* ; fermant ensuite les robinets *k*, *m*, *e*, *f*, et ouvrant les robinets *c*, *g*, l'eau du récipient *C* s'élève de nouveau par *nn* jusqu'en *o*. Dans la machine établie en 1755 les robinets étaient mis en mouvement par des hommes ; mais en 1796 M. Boswell proposa de les faire mouvoir par une chute d'eau.

384. *Vase de Mariotte.* Soit *ABCD* (*fig.* 257) un flacon percé latéralement d'une ouverture *o* de 1 à 2 millimètres, et dont la tubulure est garnie d'une boîte en cuir à travers laquelle passe un tube *mn*, ouvert par les deux bouts, qu'on puisse enfoncer plus ou moins dans le flacon. Supposons qu'on remplisse exactement le flacon et le tube par l'ouverture *o* en le tenant couché, et qu'ensuite on le relève. Si l'extrémité inférieure du tube *mn* est au dessous du point *o*, on observe qu'il s'écoule par l'ouverture *o* une certaine quantité d'eau, jusqu'à ce que ce liquide soit descendu dans le tube *mn* au niveau du point *o* : alors tout écoulement cesse. Si au contraire le point *n* est au dessus du point *o*, le liquide du vase s'écoule avec une vitesse constante, jusqu'à ce qu'il se soit abaissé au niveau de cette ouverture. Ce fait s'explique avec une grande facilité en examinant les pressions qui se manifestent à l'orifice *o* et dans le tube *mn*. En effet, la pression de l'air agit sur l'orifice *o* de dehors en dedans, et cette même pression se transmet en sens contraire par le tuyau *mn* ; mais le fluide qui se trouve à l'orifice *o* est en même temps pressé de dedans en dehors par une colonne

d'eau dont la hauteur est la distance verticale de l'orifice *o* au niveau du liquide dans le tube *mn*. Ainsi le liquide devra s'écouler par l'orifice *o*, celui qui est dans le tube devra descendre jusqu'au niveau de *o*, et à cet instant tout écoulement cessera. Dans le cas où l'extrémité inférieure du tube *mn* est au dessus de l'orifice *o* (*fig.* 258), par la même raison que précédemment le liquide s'écoulera par l'orifice *o*, et descendra par le tube *mn*; mais comme le liquide tend à s'abaisser jusqu'au niveau du point *o*, aussitôt qu'il est arrivé au point *n*, l'air s'introduit dans le flacon, et l'écoulement de l'eau devient continu, avec une vitesse constante pendant toute sa durée : car la pression qui produit la vitesse avec laquelle le liquide s'échappe est égale au poids d'une colonne liquide dont la hauteur est la distance verticale du point *o* au point *n*, distance invariable. On peut également reconnaître que la pression à l'orifice est constante et égale à la distance *no'*, en considérant que la pression à l'orifice *o* est égale à la pression de l'air qui occupe la partie supérieure du vase, plus le poids de la colonne d'eau *ob*, moins la pression atmosphérique qui agit de dehors en dedans. En effet, il est évident que, pendant l'écoulement, il y a équilibre entre la force élastique de l'air atmosphérique et la force élastique de l'air renfermé dans le flacon, augmentée du poids de la colonne d'eau *bn*; du moins, une de ces deux forces est successivement plus grande et plus petite que l'autre : car l'air ne s'introduit point par l'extrémité *n* d'une manière continue, mais par intermittence, quand la force élastique de l'atmosphère est un peu plus grande que celle de l'air du flacon, augmentée du poids de la colonne *nb*. Mais comme ces variations sont très petites, nous pouvons regarder les forces dont il est ici question comme se faisant équilibre pendant toute la durée de l'écoulement : alors il est clair que, pendant toute cette durée, le liquide situé à l'orifice *o* est pressé en dedans par une force équivalente au poids de l'atmosphère, plus celui de la colonne *o'n*, et en dehors par le poids de l'atmosphère. Ainsi pendant tout l'écoulement la pression qui le produit est constante et égale au poids de la colonne liquide *o'n*.

On peut disposer l'appareil comme dans les fig. 259 et 260. *ABCD* est une cloche pleine d'eau, placée dans une autre cloche *A'B'C'D'* renversée et également pleine d'eau; le tube *mn* traverse la partie inférieure de la dernière cloche. Dans cette disposition, la communication avec l'air, au lieu d'être établie par un tuyau central, l'est par l'espace annulaire qui sépare les deux cloches. Il est

évident, d'après ce qui précède, que, si les deux cloches sont fixes, et si l'extrémité *n* du tube s'élève au dessus de la partie inférieure de la cloche *ABCD* (*fig.* 259), toute la capacité de la cloche extérieure étant pleine d'eau, le liquide s'écoulera par le tube *mn*; son niveau entre les deux cloches descendra jusqu'à ce qu'il soit à la hauteur du point *n*, et, à partir de cet instant, l'écoulement cessera. Dans le cas contraire (*fig.* 260), le liquide tendra à descendre entre les deux cloches au dessous de *AB*: par conséquent, l'air s'introduira dans la cloche *ABCD* par ses bords inférieurs, et l'écoulement sera continu, avec une vitesse constante, égale à celle qui résulterait de la pression d'une colonne liquide dont la hauteur serait la distance du point *n* à *AB*. On peut également produire un écoulement à vitesse constante au moyen de l'appareil *fig.* 261. La pression qui produit la vitesse est évidemment égale au poids d'une colonne liquide dont la hauteur est la distance de l'orifice à la partie inférieure de la cloche renversée.

On peut employer le tube de Mariotte pour obtenir un niveau constant dans un vase pendant l'écoulement d'un liquide; les figures 262 et 263 présentent deux dispositions différentes qui produisent cet effet. Le premier appareil est composé d'un vase *A* fermé supérieurement et garni d'un tube à air *mn*; il communique par sa partie inférieure avec un autre vase *B* ouvert supérieurement. Il est évident, d'après ce qui précède, que, si on enlève le liquide du vase *B* par un siphon ou une ouverture latérale, le liquide dans ce vase restera constamment au niveau de l'extrémité *n* du tube à air. La fig. 263 représente une disposition analogue : le vase *A*, fermé par le bas et ouvert au dessus, reçoit un vase *C* fermé supérieurement, et garni inférieurement d'une ouverture *o* fermée par une soupape; ce dernier vase a son fond supérieur garni d'un diaphragme qui s'appuie sur les bords supérieurs du vase dans lequel il pénètre ; la soupape a une tige assez longue pour que son extrémité rencontre le fond du vase *A* avant que le vase *C* ne soit à sa place. On commence par remplir de liquide le vase *C* par l'ouverture *o*, en le tenant renversé; alors on ferme la soupape en tirant la tige, on renverse le vase et on le met en place. Une partie du liquide s'écoule pour remplir la partie inférieure du vase *A*, le tuyau de communication et le vase *B*; mais, aussitôt que le liquide s'est élevé jusqu'au niveau de l'orifice *o* dans le vase *A* et dans le vase *B*, l'air n'entre plus dans le vase *C*, et il n'en sort plus de liquide. Mais si on enlève le liquide du vase *B* par un siphon ou par un orifice laté

ral, le liquide tendra également à descendre dans le vase *A ;* mais il ne pourra pas descendre au dessous de l'orifice *o* : car, aussitôt que cet orifice est libre, l'air s'introduit dans le vase *C*, et le liquide qu'il renferme s'écoule. Ainsi, pendant toute la durée de l'écoulement, le liquide restera constamment dans le vase *B* au niveau de l'ouverture *o*. La disposition (*fig.* 263) est employée dans tous les appareils d'éclairage à l'huile dont le réservoir est supérieur au bec.

Ces appareils ne peuvent point cependant être considérés comme produisant un niveau rigoureusement constant, car l'introduction de l'air par intermittence le fait varier; mais ces variations sont extrêmement petites.

385. *Lampes.* Il y a toujours dans les lampes à huile deux parties distinctes, le bec et le réservoir d'alimentation. Dans certaines lampes, comme celles à couronne, le réservoir est placé à la hauteur du bec, et communique par la partie supérieure avec l'atmosphère : par conséquent, le niveau de l'huile dans le bec baisse pendant l'éclairage. Dans d'autres, le réservoir d'huile est placé latéralement et au dessus du bec, et le niveau de l'huile est maintenu constant par une disposition analogue à celle de la *fig.* 263. Mais, comme la position latérale du réservoir d'huile est incommode, il est souvent placé dans le pied de la lampe : alors l'huile est amenée dans la mèche ou par un mouvement d'horlogerie qui fait mouvoir des pompes, comme dans les lampes de Carcel; ou par différentes dispositions fondées sur les lois de l'équilibre des liquides et des gaz. Ces dernières lampes sont très nombreuses. Nous nous bornerons à décrire celles de MM. Thylorier et Girard, qui forment le type de toutes les autres.

386. *Lampes Thylorier.* Soit *A* (*fig.* 264) un réservoir ouvert en dessus, *B* un autre réservoir fermé, *ab* un tube établissant une communication entre la partie inférieure du premier vase et celle du second, *cd* un tube communiquant avec la partie supérieure du second vase et s'élevant au dessus du premier. Il est évident que, le réservoir *A* et le tube *ab* étant remplis par un liquide plus pesant que l'huile, et le réservoir *B* étant rempli d'huile, le liquide de *A* descendra dans *B*, et fera monter l'huile dans le tube *cd* à une hauteur *e* telle que le poids de la colonne d'huile *ef* soit égal au poids de la colonne liquide *fh*. Si l'huile se consomme à l'extrémité *e*, une quantité correspondante de liqueur descendra en *B*, et maintiendra l'extrémité de la colonne d'huile sensiblement au même

point. Je dis sensiblement, et non pas exactement : car, à mesure que le liquide de *A* s'écoule en *B*, le niveau supérieur de ce liquide baisse en *A* et monte en *B;* par conséquent, la longueur de la colonne de ce liquide qui pèse sur l'huile se raccourcit. Mais on peut, en fermant le vase A et y adaptant un tube *mn* (*fig.* 265), rendre fixe le haut de cette colonne. Il ne reste plus alors que les variations qui proviennent de l'élévation de ce liquide en *B;* mais l'influence de cette variation sera très petite si le vase est très large, et d'ailleurs on pourrait la détruire par un moyen très simple, que nous ferons connaître en parlant de la lampe de Girard. Mais les faibles variations de niveau produites par cette cause sont toujours compensées par la capillarité du bec, comme nous le verrons plus bas.

Voici maintenant la description de la lampe de M. Thylorier.

La *fig.* 266 représente une coupe de cette lampe : *A* est le réservoir renfermant la liqueur plus pesante que l'huile, qui est formée d'une dissolution de sulfate de zinc dans un poids égal d'eau; sa densité est à celle de l'huile comme 157 est à 100; *B* est le réservoir d'huile; *ab* le tube par lequel descend la dissolution de sulfate de zinc; *cd* le tube dans lequel l'huile s'élève, et qui se termine par le bec de la lampe; *hik* est un tube qui conduit l'huile qui s'extravase dans le réservoir mobile *M*; *mn* est le tube à air destiné à régler le niveau de pesanteur du liquide de *A*. Ce tube est mobile; en le soulevant on met en communication l'air de *A* avec l'atmosphère. On peut le maintenir soulevé au moyen d'une petite tige qui est fixée au tube, et qu'on appuie contre les bords de la douille *xy*. Lorsqu'on veut arrêter cette communication, on tourne le tube jusqu'à ce que la tige se trouve en regard d'une rainure pratiquée dans la douille : alors le tube s'enfonce, et ferme toutes les issues qui se trouvaient autour de lui.

Pour placer, une fois pour toutes, le sulfate de zinc dans le réservoir *A*, et pour remplir journellement la lampe, on se sert d'un entonnoir *PQ* (*fig.* 267), dont la partie inférieure est garnie d'une douille revêtue en dedans d'anneaux de cuir : elle doit entrer à frottement libre sur le bec *N*, et on doit l'enfoncer jusqu'à ce que la plaque circulaire *r*, garnie de cuir et fixée dans l'intérieur, vienne s'appuyer sur les bords du cylindre intérieur du bec, qu'elle ferme exactement. L'entonnoir étant ainsi placé, sa capacité ne communique qu'avec l'intervalle qui sépare les deux surfaces cylindriques du bec. Alors on soulève le tube à air, et on verse la dissolution

de sulfate de zinc : elle passe entre les deux cylindres du bec et arrive dans le réservoir *B*, dont l'air se dégage par le tube à air *mn*, et par l'intervalle qui le sépare de sa douille ; ensuite on verse l'huile jusqu'à ce que l'entonnoir reste plein, et ne débite plus. A cet instant tout le sulfate de zinc est refoulé dans le vase *A*. En effet, si le niveau de l'huile était en *e*, elle ferait équilibre à une colonne de sulfate de zinc dont le sommet serait en *n*; et si on élevait le niveau de l'huile d'une quantité suffisante pour que cet excédant de pression soutînt la colonne de sulfate de zinc *nz*, il est évident que ce liquide serait refoulé jusqu'en *z*. Or, la hauteur de l'entonnoir est déterminée pour produire cet effet. Lorsque l'huile cesse de s'écouler, on replace le tube à air, et on soulève doucement l'entonnoir, de manière à ne déboucher que le tuyau central du bec; la plus grande partie de l'huile restée dans l'entonnoir s'écoule par le centre du bec, et passe par le tuyau *hik* dans le réservoir *M*. On enlève ensuite entièrement l'entonnoir; le reste de l'huile s'écoule par les bords extérieurs du bec, et arrive de même dans le réservoir *M*. Pour remplir la lampe journellement, les opérations sont les mêmes ; seulement on ne verse que de l'huile par l'entonnoir.

387. *Lampe de Girard.* Dans la fontaine de Héron (*fig.* 253 et 254), le jet a lieu à une hauteur décroissante : car, à mesure que le liquide s'écoule du vase *A* dans le vase *B*, le niveau du liquide descend dans le premier et monte dans le second, effets qui tous deux concourent à diminuer la longueur de la colonne liquide qui produit le mouvement ; et de plus, à mesure que le réservoir *C* se vide, le jet qui a lieu à une hauteur égale à la différence des niveaux de *A* et *B*, mais à partir du niveau du liquide dans *C*, diminue aussi continuellement. Pour rendre la hauteur de l'injection constante, ou pour que le liquide se trouve élevé dans le tube *ef* constamment à la même hauteur, quelles que soient les quantités de liquide renfermées dans les vases, il faut 1° que la longueur de la colonne liquide qui produit le mouvement reste constante; 2° que l'élévation du liquide dans le tube *ef* soit indépendante de la hauteur du liquide dans le vase *C*.

Girard est parvenu à remplir ces conditions d'une manière très ingénieuse. Le réservoir *A* (*fig.* 268) est placé au dessous du réservoir *C*, et se trouve fermé ; il ne communique avec l'air qu'au moyen du tube *mn*, ouvert par les deux bouts, et dont l'extrémité inférieure s'approche à une très petite distance de son fond. Nous

savons déjà que, par une semblable disposition, le liquide s'écoule comme si le vase était ouvert, et si le liquide restait constamment au niveau de l'extrémité inférieure de ce tube. Le tube *ab*, par lequel le liquide du réservoir *A* doit s'écouler dans le réservoir *B*, est environné à la partie inférieure d'un cylindre *ppqq*, dont les bords inférieurs sont soudés contre le fond du réservoir *B*, et dont les bords supérieurs s'élèvent à une hauteur plus grande que celle que peut atteindre le liquide de *B*, quand le réservoir *A* est vide. Il résulte de cette disposition que le liquide qui s'écoule par *ab* devra déverser par les bords du cylindre *ppqq*, et par conséquent que la colonne liquide qui produit le mouvement restera la même pendant toute sa durée, et qu'elle aura pour hauteur la distance du point *p* au point *n*. Il ne reste plus alors qu'à rendre l'écoulement du liquide par le tube *ef* indépendant du niveau du liquide dans le vase *C*. Pour cela, Girard a recourbé le tube *cd*, qui porte l'air du réservoir *B* dans le réservoir *C*, et il a fait descendre l'extrémité *d'* jusqu'au niveau de *e*. Il résulte de là que la force élastique de l'air qui se trouve dans le vase *C* est plus petite que celle de *B* de toute la hauteur du liquide de *C* au dessus du point *d'* : par conséquent, la force élastique de cet air ne fera monter le liquide de *C* dans le tube *ef* qu'à une hauteur égale à *np*, diminuée de *xd'*, à partir du niveau *x* ; mais comme la distance *xe* est égale à *xd'*, il s'ensuit évidemment que le liquide sera élevé dans *ef* à une hauteur constante, à partir de son extrémité *e*, et cette hauteur sera égale à *np*.

Si le tube *ef* est plus petit que *np*, le liquide formera un jet continu à son extrémité. S'il est plus grand, le liquide y restera stationnaire à une certaine hauteur ; mais si on l'enlève ou si on le consomme, une portion équivalente du liquide tombera de *A* en *B*, une bulle d'air passera de *B* en *C* par le tube *cdd'*, et une égale quantité de liquide sera fournie par *C* au tube *ef*.

La lampe de Girard ne diffère de l'appareil que nous venons de décrire que par quelques dispositions nécessaires au remplissage de la lampe et à l'écoulement de l'huile qui peut déverser par le bec. La figure 269 présente une coupe de la lampe en question dans laquelle on a supposé que tous les tuyaux étaient placés dans le même plan, afin que la figure les représente tous. Le tube *ef* se termine par le bec ; le tuyau *gh* est destiné à conduire dans la capacité *D* l'huile qui s'extravase ; le tube *ik*, qui s'ouvre dans l'air et dans la partie supérieure du réservoir *A*, reçoit une tige creuse passant

à travers une boîte à cuir ; ce tube est percé supérieurement d'une ouverture *o*, de manière qu'en élevant ou en abaissant le bouton *l*, on établit ou on intercepte la communication de *A* avec l'air. La distance *ef* doit être de quelques lignes plus grande que la distance *np*. Le réservoir *B*, jusqu'au niveau de *p*, doit avoir une capacité plus grande que celle de *A*. Tous les tuyaux doivent être parfaitement soudés aux parois des vases qu'ils traversent. La hauteur de la lampe est arbitraire.

Pour remplir la lampe la première fois, on tire le bouton *l*, et on verse de l'huile par l'ouverture *m* du tube à air. Les capacités *A* et *B* se remplissent d'huile ; l'air de *A* se dégage par le tube *ik*, et celui de *B* se rend dans *C* par le tube *cdd'*, et se dégage par *ef*. Alors on repousse le bouton *l*, on place sur l'extrémité supérieure de la lampe un entonnoir renversé dont le rebord le plus large s'emboîte sur le rebord *T*, et on renverse la lampe sur une burette dont le goulot reçoit le bec de l'entonnoir. L'huile du réservoir *B* descend dans le réservoir *C* par le tuyau *cdd'*, et l'air rentre dans *B* par les tuyaux *mn* et *ab*, et sort de *C* par *ef*. Le liquide de *A* reste. Après quelques instants, on remet la lampe dans sa position primitive, on enlève l'entonnoir, et on le remplace par un collier à jour qui sert à porter la cheminée et le globe dépoli que l'on place ordinairement autour de la flamme. Le remplissage journalier s'exécute de même. On peut aussi disposer ces lampes de manière à les remplir sans être obligé de les renverser, mais il faut alors placer un robinet à la partie inférieure. Ces lampes, quoique d'une construction très ingénieuse, sont peu en usage, principalement à cause de leur complication.

338. *Des gazomètres*. Dans les recherches physiques on a souvent besoin de faire écouler des gaz avec une vitesse constante. La disposition qui satisfait de la manière la plus exacte à cette condition consiste en un réservoir rempli du gaz que l'on veut faire écouler, surmonté d'un vase plein d'eau débouchant dans le réservoir et garni d'un tube à air. Il est évident que le gaz du réservoir se trouvera soumis, pendant l'écoulement du liquide, à une pression égale au poids d'une colonne d'eau dont la hauteur serait la distance de l'extrémité inférieure du tube à air à l'orifice d'écoulement : par conséquent l'eau en tombant par l'orifice chassera le gaz, qui s'échappera avec une vitesse uniforme. Si on voulait appliquer cet appareil à un gaz qui aurait de l'action sur l'eau, on pourrait le renfermer dans une vessie que l'on placerait dans un second flacon : l'air

chassé du premier et pénétrant dans le second comprimerait la vessie, et produirait également un courant uniforme du gaz renfermé dans la membrane élastique. Nous donnerons une description plus complète de cet appareil en parlant de la capacité calorifique des gaz.

Mais l'appareil le plus simple, quand on veut opérer sur une grande échelle, est représenté *fig.* 270. La cloche *ABCD*, fermée supérieurement et ouverte inférieurement, plonge dans une cuve pleine d'eau ; elle est soutenue par des chaînes qui passent sur des poulies de renvoi, et qui portent des contre-poids destinés à soutenir la cloche ; deux tubes *ab* et *cd*, garnis de robinets et aboutissant au dessus du niveau de l'eau, sont destinés, le premier à amener le gaz, l'autre à l'évacuer. Pour remplir le gazomètre on ferme le robinet *m*, on ouvre le robinet *n*, et on met le tuyau *ab* en communication avec l'appareil qui doit fournir le gaz : la cloche se soulève à mesure qu'elle se remplit. Lorsqu'on veut faire écouler le gaz on diminue les contre-poids, on ouvre le robinet *m* et on ferme le robinet *n* : le gaz s'écoule par une pression égale à la différence entre le poids de la cloche et celui du contre-poids, différence qui est mesurée par la différence de niveau du liquide dans la cloche et en dehors. La vitesse n'est pas exactement constante pendant l'écoulement, attendu que le poids de la cloche diminue à mesure que ses parois s'enfoncent dans l'eau, et qu'il augmente par l'allongement de la chaîne qui la supporte et le raccourcissement de celle qui porte les contre-poids ; mais on pourrait facilement calculer le poids de la chaîne de manière que ces effets se compensassent.

C'est ainsi que sont disposés les gazomètres des usines d'éclairage au gaz. Celui de l'usine du faubourg Poissonnière a 100 pieds de diamètre et 50 pieds de hauteur.

§ X. *De l'air comme moyen de communiquer le mouvement.*

389. Les gaz communiquant la pression comme les liquides, on pourrait les employer comme ces derniers pour transmettre et modifier les forces. Par exemple, si deux cylindres communiquants (*fig.* 147) renfermaient de l'air pressé par deux pistons *M* et *N*, dans l'état d'équilibre, les pressions exercées sur ces deux pistons devraient être dans le rapport de leurs surfaces : on pourrait ainsi former avec des gaz une presse analogue à celle que nous avons décrite (260) (*fig.* 148).

On peut construire une presse à gaz d'une manière bien simple. On prend une vessie *A* (*fig.* 271) garnie d'un robinet, et on place sur la vessie, en grande partie dégonflée, une planche et un poids de 40 à 50 kilogrammes : alors, en soufflant par l'orifice du robinet, on gonfle la vessie et on soulève le poids. Dans cette expérience, la pression exercée par les poumons se reproduit sur toutes les parties de l'enveloppe ; et, comme cette pression est d'environ 2 mètres d'eau, on voit qu'on pourrait soulever le poids d'un cylindre d'eau ayant pour base la surface de la planche en contact avec la vessie et 2 mètres de hauteur. On pourrait aussi disposer l'appareil d'une manière plus commode (*fig.* 272). La force de compression des poumons pourrait se mesurer au moyen de l'appareil *fig.* 273.

Quoique les gaz se comportent comme les liquides, sous le rapport de la communication du mouvement, leur grande compressibilité s'oppose à ce qu'ils soient avantageusement employés pour cet objet ; ils sont au contraire souvent en usage comme corps élastiques, pour reproduire par leur détente la force qui les a comprimés. Nous en avons donné des exemples en parlant des pompes et du bélier hydraulique.

§ XI. *Emploi des gaz comme moteurs.*

390. L'air atmosphérique, quoique pesant et élastique, ne peut imprimer aucun mouvement lorsqu'il est en repos, parce que l'on ne peut prendre du mouvement que dans un corps qui se meut. Sous ce rapport, il en est de l'air comme de l'eau : ces deux fluides ne deviennent des forces motrices que quand ils se déplacent. Lorsqu'une masse d'air est en repos, on peut lui faire acquérir une force motrice en la comprimant dans un espace clos d'où on la laisserait ensuite sortir, ou bien en la mettant en mouvement d'une manière quelconque ; mais les forces qui devraient être employées étant plus grandes que celles que l'on pourrait retirer ensuite de ce moteur, il est plus avantageux de les appliquer immédiatement à la machine que l'on veut faire mouvoir. Mettre de l'air en mouvement par une force étrangère, pour le faire agir ensuite sur une machine, serait une opération aussi absurde que celle qui aurait pour objet d'élever de l'eau au moyen d'une pompe, pour la faire tomber ensuite sur une roue.

Lorsque l'air se déplace à la surface du globe, il renferme une

certaine quantité d'action que l'on peut faire passer dans des machines, de la même manière que l'on s'empare d'une partie de la force motrice d'un courant ou d'une chute d'eau pour faire tourner des roues à godet ou à palettes.

Les machines mues par le vent sont de deux espèces : 1° celles qui reçoivent directement son action, et acquièrent un mouvement de translation rectiligne; 2° celles qui ne changent pas de lieu, et reçoivent du vent un mouvement alternatif ou de rotation. Les premières sont les plus simples. Elles se composent de surfaces planes d'une grande étendue, que l'on place dans la direction du vent: telles sont les voiles d'un navire. La direction que prend le navire dépend de celle du vent, de la direction des voiles et de celle de la quille. Quant aux machines fixes, la meilleure de toutes les dispositions, celle à laquelle on serait conduit par la théorie, est celle du *moulin à vent* ordinaire. Cette machine se compose, comme on sait, d'un axe incliné à l'horizon, à l'extrémité duquel se trouvent deux tiges perpendiculaires entre elles et à l'axe, et qui sont garnies de voiles inclinées. L'axe est mobile, et peut être tourné de manière que le plan de rotation des ailes soit perpendiculaire à la direction du vent. La pression du vent contre les voiles se décompose en deux forces rectangulaires, l'une perpendiculaire à leur surface, l'autre parallèle. La première seule exerce une pression sur la voile; mais, comme le mouvement ne peut avoir lieu qu'autour de l'axe de rotation, cette pression se décompose encore en deux autres, l'une parallèle à l'axe, qui est détruite par la résistance de la machine; l'autre perpendiculaire à l'axe, qui produit la rotation : car cette dernière force est toujours dans le même sens, quelle que soit la position de la voile. Dans la plupart des moulins à vent on a atteint depuis longtemps toute la perfection désirable; l'inclinaison de l'axe, celle des voiles, leur nombre, leur étendue, sont tels que la théorie et des expériences faites avec le plus grand soin l'auraient indiqué.

Les machines mues par le vent ont sur les machines mues par des courants d'eau plusieurs avantages importants. Partout il y a des courants d'air, partout on peut établir de ces machines, et rien ne limite le nombre et la puissance des machines à vent, qui peuvent exister même dans un espace très resserré ; mais l'inégalité de leur mouvement, conséquence nécessaire de celle du moteur, et l'incertitude de leur travail, rendent ces machines bien moins avantageuses que celles qui sont mues par un cours d'eau : de sorte que

ce n'est jamais qu'à défaut de celles-ci qu'on a recours aux premières.

CHAPITRE VI.

ACOUSTIQUE.

591. L'acoustique a pour objet l'étude des propriétés du son. Le son est l'impression produite sur l'organe de l'ouïe par les vibrations des corps, vibrations qui se transmettent par le milieu environnant. La partie de la physique qui nous occupe maintenant embrasse les phénomènes intestins qui se développent dans les corps sonores pendant la production du son, le mode de transmission du son à travers l'air ou le milieu ambiant, et enfin le mode d'ébranlement qu'éprouvent les membranes extérieures de l'organe de l'audition. Au delà se trouvent les phénomènes qui se produisent dans l'organe lui-même, et qui sont du ressort de la physiologie, mais presque complétement inconnus, et les sensations elles-mêmes des sons, qui, considérées sous le rapport des impressions qu'elles produisent, constituent la musique.

§ I. *Production et propagation du son.*

592. *Bruit.* On désigne sous le nom de *bruit* un son bref, confus, et dont on ne peut pas en général prendre l'unisson avec un instrument de musique. Le son proprement dit, ou son musical, est au contraire celui qui produit une sensation continue d'une certaine durée, et dont on peut toujours prendre l'unisson.

593. Le bruit provient de l'ébranlement des corps dans lesquels le mouvement se dissipe rapidement : c'est ce qui arrive quand une très petite partie d'un corps est ébranlée par un choc, ou quand on frappe sous l'eau un corps d'ailleurs très sonore dans l'air, parce que la propagation du mouvement dans la masse du corps ou du milieu environnant anéantit promptement les oscillations. Cependant la plupart des sons désignés sous le nom de bruit ont, pour les personnes dont l'organe de l'ouïe est très délicat et très exercé,

assez de durée et de netteté pour qu'elles puissent en prendre l'unisson sur une basse ou sur un violon.

394. *Son musical.* Le son musical résulte toujours ou des oscillations rapides et prolongées des corps élastiques, ou d'une série de bruits qui se succèdent rapidement à des intervalles de temps égaux. Dans l'un et l'autre cas l'acuité du son augmente avec le nombre de vibrations ou de chocs produits dans le même temps. En effet, on peut facilement reconnaître que, pendant tout le temps qu'un corps produit du son, il éprouve un mouvement vibratoire. Par exemple, quand on fait résonner une corde tendue par ses deux extrémités, les mouvements oscillatoires qui accompagnent la production du son sont très visibles. Pour tous les autres corps, leurs mouvements vibratoires peuvent être constatés en répandant sur leur surface une poudre sèche, ou une légère couche d'eau : dans le premier cas, le mouvement vibratoire du corps est attesté par les mouvements de la poudre, et dans le second, par la forme onduleuse et réticulée du liquide. Ces mouvements vibratoires sont une conséquence nécessaire de la constitution des corps : car les molécules des corps solides et liquides étant en équilibre stable, aussitôt qu'elles ont été dérangées de leur position de repos, elles tendent à y revenir en faisant autour d'elle des oscillations analogues à celles d'un pendule, oscillations qui produisent toujours des changements correspondants dans la forme générale du corps. Quand ces oscillations sont très petites, elles sont sensiblement isochrones : car la force qui tend à ramener les molécules à leur position initiale est proportionnelle à l'écart qu'elles ont éprouvé, comme nous l'avons vu (126); et cette condition est suffisante pour établir l'isochronisme. Mais comme l'amplitude de ces oscillations va sans cesse en diminuant par la communication du mouvement aux corps environnants, et probablement aussi par une résistance analogue au frottement, elle finit par s'anéantir après un temps plus ou moins long. On peut facilement reconnaître sur les cordes, en faisant varier leurs longueurs ou leur tension, que l'acuité du son augmente avec la rapidité des vibrations.

Quant à la seconde cause de production du son musical, on peut la mettre en évidence à l'aide d'un appareil très simple, imaginé par M. Savart. Supposons une roue dentée, mobile autour d'un axe perpendiculaire à son plan, passant par son centre, et, près de la circonférence, un corps flexible, tel qu'une carte, que les dents puissent rencontrer. Si on fait tourner la roue très lentement, on

entendra distinctement les chocs successifs des dents contre la carte; mais, la vitesse croissant, on distinguera bientôt un son continu, dont l'acuité croîtra avec la vitesse.

395. *Les oscillations des corps sonores se transmettent à l'organe de l'ouïe par l'air, ou par les autres corps pondérables.* En effet, si l'on produit un son au centre d'un espace vide d'air et de vapeurs, le son n'arrive point jusqu'à l'organe ; mais il devient perceptible aussitôt que le corps sonore est en communication avec l'organe par un corps pondérable, gazeux, liquide ou solide : c'est ce que l'on peut démontrer par les expériences que nous allons rapporter.

A (*fig.* 274) est un ballon à robinet, renfermant une petite clochette *m*, suspendue par un corps mou, tel que du plomb ou des fils de chanvre non tordus : si l'on fait le vide dans le ballon, et qu'ensuite on agite l'appareil de manière à faire frapper le marteau sur le timbre, on ne distinguera aucun son ; mais, en faisant successivement rentrer l'air, l'intensité du son croîtra progressivement à mesure que la densité de l'air augmentera. On peut également se servir pour cet objet de l'appareil *fig.* 275 : *ab* est un timbre sur lequel le marteau *c* peut produire une série de chocs au moyen d'un ressort de pendule tendu, renfermé dans la caisse *mn*, et qu'un arrêt maintient en repos. On place cet appareil sous une cloche *MN*, dont la tubulure supérieure est occupée par une boîte à cuir, à travers laquelle passe une tige, qui sert à détourner l'arrêt et à faire sonner le timbre quand on a fait le vide dans la cloche. La sonnerie doit être placée sur des coussins peu élastiques, afin que le son ne soit pas communiqué par les corps solides qui composent la platine de la machine.

Pour démontrer que le son se transmet également au travers des vapeurs, on se sert de l'appareil *fig.* 276, qui ne diffère de l'appareil *fig.* 274 que par un second robinet placé à la suite du premier. On fait le vide dans le ballon, et par l'agitation de la cloche on ne distingue aucun son, quoiqu'on produise des chocs assez forts du marteau sur la cloche. Alors on ouvre le robinet *a* en laissant le robinet *b* fermé, et on introduit entre eux un liquide volatil, tel que de l'eau, de l'alcool ou de l'éther ; ensuite on ferme le robinet *a* et on ouvre le robinet *b*. Le liquide tombe dans le ballon, se réduit instantanément en vapeurs, et par l'agitation du ballon on produit un son très appréciable.

Les liquides transmettent aussi le son : car, si on frappe sous

l'eau deux cailloux, on entend le bruit de ce choc même à une grande distance. Les corps solides jouissent aussi de la même propriété. C'est ce qu'on peut facilement vérifier en plaçant l'oreille à l'extrémité d'une longue poutre, et en produisant à l'autre extrémité un son assez faible pour n'être pas sensible à cette distance, lorsqu'il est seulement transmis par l'air : on l'entend alors distinctement par transmission à travers la poutre. C'est ainsi que le bruit du canon se transmet par la terre à des distances où l'air n'apporterait pas de son appréciable.

396. *Limites des sons perceptibles.* Lorsqu'on produit des vibrations ou des chocs qui se succèdent avec une rapidité croissante, par exemple au moyen d'une corde tendue dont on diminue progressivement la longueur, ou à l'aide de la roue dentée de M. Savart, dont on fait croître la vitesse, on remarque qu'en général, tant qu'il ne se produit pas 32 chocs ou vibrations complètes par seconde, l'oreille les distingue, et il n'y a pas production d'un son continu; mais au delà de cette limite la sensation partielle des vibrations ou des chocs disparaît, et il se forme un son continu d'autant plus aigu que les vibrations ou les chocs se succèdent plus rapidement; cependant, quand les vibrations ou les chocs deviennent excessivement rapides, les sons disparaissent. On avait conclu de là que les sons appréciables à l'oreille étaient compris entre deux limites : la limite inférieure correspondait à 32 vibrations par seconde ; et la limite supérieure, sur laquelle on était peu d'accord, correspondait, suivant Chladni, à 12000 vibrations, suivant M. Biot à 8192, et suivant Wollaston, de 18 à 21,000. Mais les expériences récentes de M. Savart ne permettent pas de douter qu'il n'existe réellement point de limites à la série des sons perceptibles, et que les limites apparentes proviennent de ce que les effets produits par chaque vibration n'ont pas assez d'intensité, ce qui, pour les sons graves, isole complétement les effets produits par chaque battement, et, pour les sons aigus, les rend inappréciables par leur faiblesse. Voici en quoi consistent ces expériences. M. Savart, en considérant que les sons très aigus sont toujours produits par des corps d'une très petite dimension, soupçonna que la disparition du son au delà d'une certaine limite ne provenait pas de l'inaptitude de l'organe à percevoir ces sons, mais de leur trop faible intensité, résultant du peu d'amplitude des vibrations. Pour vérifier cette conjecture il fallait disposer les expériences de manière qu'on pût à volonté augmenter l'amplitude des vibrations ou l'intensité des chocs. M. Savart s'est servi

pour cela de roues dentées qu'il faisait résonner comme nous l'avons dit précédemment; en augmentant le diamètre, on augmentait évidemment l'intensité des chocs. Au moyen de trois roues dentées, de 24, 48 et 82 centimètres de diamètre, ayant, la première 360 dents, la seconde 400, et la dernière 720, il trouva qu'avec la première la limite des sons perceptibles existait entre 6000 et 8000 battements, avec la seconde entre 24000 et 30000, et avec la dernière à 48000. Il est très probable, d'après cela, que, si on employait des roues d'un plus grand diamètre, la limite des sons perceptibles serait encore reculée. Or, l'effet évident de l'accroissement de diamètre est d'augmenter l'intensité des chocs : ainsi il est très probable que la limite apparente, dans les différents cas, provient de l'affaiblissement du son. Pour reconnaître si la même cause produisait la limite des sons graves, M. Savart s'est servi d'un autre appareil, dans lequel la production du son résulte d'une circonstance assez singulière : une barre de fer de 2 pieds de longueur était fixée par son milieu à un axe perpendiculaire à sa direction, et auquel on pouvait imprimer une vitesse déterminée; de chaque côté, et dans un plan perpendiculaire à celui que décrivait la barre dans sa rotation, se trouvaient deux petites lames minces, de bois, dont les bords étaient éloignés de la barre de 2 millimètres; lorsqu'on faisait tourner la barre, son passage dans l'intervalle des lames était accompagné d'un bruit dont l'intensité croissait à mesure que les lames étaient plus éloignées du centre de rotation. M. Savart a reconnu, à l'aide de cet appareil, que la limite inférieure des sons était de 15 à 16 battements par seconde; et il est très probable que, si la barre avait été plus longue, les chocs étant plus forts, la limite aurait été reculée encore davantage.

A l'aide de l'appareil à roues dentées dont il a déjà été question, M. Savart a reconnu que deux chocs suffisaient pour produire des sons comparables. Il s'est servi pour cela d'une même roue, dont les dents étaient mobiles; en enlevant successivement une ou plusieurs dents consécutives, une vitesse de rotation suffisante donnait encore un son continu; en laissant seulement deux dents, le son était interrompu, mais il conservait le même degré d'acuité; une seule produisait un bruit isolé, sans aucun rapport avec le son produit par deux dents.

Ainsi, on doit admettre qu'un seul ébranlement d'un corps produit une impression non comparable d'une certaine durée et qui s'affaiblit avec une extrême rapidité; que des ébranlements

qui se succèdent à des intervalles égaux produisent toujours un son comparable, pourvu que les effets de chacun d'eux soient assez forts pour se superposer en partie, et que l'effet résultant de cette superposition ait une suffisante intensité ; et que deux chocs ou deux vibrations complètes suffisent pour produire un son comparable.

397. *Mode de propagation du son dans l'air.* Considérons une colonne d'air cylindrique, indéfinie dans un sens, et terminée à l'autre extrémité par un plan mobile perpendiculaire à l'axe du cylindre, et supposons que ce plan soit poussé en avant d'une quantité très petite pendant un temps aussi très petit. Le mouvement ne se transmettra pas instantanément à toute la masse, à cause de sa compressibilité ; il ne se transmettra directement qu'à une très petite profondeur. Divisons par la pensée la colonne d'air en tranches égales entre elles, et à la distance à laquelle la compression s'étend directement pendant sa durée : on démontre par le calcul que la compression se transmettra successivement de chaque tranche à la suivante, et que chaque tranche, après sa détente, reprendra exactement sa densité primitive, et restera en repos. Ces phénomènes ont la plus grande analogie avec ceux qui se produisent dans une série de billes d'ivoire égales, en contact, dont les centres sont situés sur une même ligne droite, et dont l'une des billes extrêmes est choquée par une bille égale (148). Tout se passera alors comme si une couche d'air infiniment mince se mouvait parallèlement à elle-même, en éprouvant successivement des condensations et des retours à sa densité primitive. Si maintenant le plan mobile revient sur lui-même, il produira dans la couche d'air contiguë une dilatation qui se communiquera successivement aux couches suivantes, de la même manière que les condensations provenant de l'excursion primitive. Ainsi chaque excursion produira une petite onde condensée, et chaque retour une petite onde dilatée. On trouve par le calcul que ces ondes élémentaires se transportent avec la même vitesse, et que cette vitesse pour le même milieu est indépendante du degré de condensation ou de dilatation des ondes.

Supposons maintenant que la durée de chaque vibration soit finie, quoique toujours très petite. Désignons par ab (*fig.* 277) la position primitive du plan, et par $a'b'$, $a''b''$, les limites de ses excursions. Pour ramener ce cas à celui qui précède, divisons le temps de l'excursion du plan en un très grand nombre de parties égales entre elles, et l'excursion $a'a''$ en un même nombre de par-

ties qui soient les chemins parcourus pendant ces petites durées.

Considérons le petit plan $a'b'$: quand il parcourra la première tranche, il donnera naissance à une onde élémentaire condensée qui se propagera dans les couches d'air placées en avant, comme précédemment. Le plan mobile, en parcourant la tranche suivante, qui sera revenue à son état naturel, donnera lieu à une seconde onde élémentaire condensée, qui se mouvra à la suite de la précédente avec la même vitesse ; et quand le plan sera arrivé en $a''b''$, il y aura en avant de $a''b''$ une série d'ondes élémentaires condensées qui s'étendront dans l'espace $a''x$, et qui, à partir de cet instant, se propageront dans le même ordre, et avec la même vitesse, dans l'air situé au delà. Si maintenant nous supposons que le plan revienne de $a''b''$ en $a'b'$, en parcourant chaque tranche il donnera lieu à une onde élémentaire dilatée, et la série de ces ondes élémentaires formera une onde dilatée qui marchera à la suite de l'onde condensée. Si le plan répète un nombre quelconque de fois les mouvements de $a'b'$ en $a''b''$ et de $a''b''$ en $a'b'$, il y aura pour chaque excursion une onde condensée, pour chaque retour une onde dilatée, et ces ondes chemineront à la suite les unes des autres.

On concevra facilement, d'après cela, la disposition générale des ondes auxquelles donnent lieu les mouvements vibratoires des corps ; mais cela ne suffit pas : il faut connaître la longueur des ondes, la nature des petits mouvements et les degrés des condensations ou des dilatations qui ont lieu dans les ondes élémentaires qui composent les ondes condensées ou dilatées.

Cherchons d'abord la longueur de l'onde. Dans l'onde condensée $a''b''xy$, xy est l'onde élémentaire partie à l'origine du mouvement de $a'b'$: ainsi l'onde a pour longueur l'espace parcouru par le son pendant le temps que le plan ab a mis pour arriver en $a''b''$, diminué de la course $a'a''$ du plan mobile ; mais, comme la vitesse du corps vibrant est toujours très petite relativement à celle du son, l'amplitude de la vibration peut être négligée par rapport à l'espace que le son parcourt dans le même temps. On peut donc regarder la longueur d'une onde comme étant égale à l'espace que le son parcourt pendant une des vibrations du corps sonore : il est évident que l'onde dilatée aura la même longueur. Comme la vitesse du son est uniforme, l'onde provenant de la même vibration conservera toujours la même longueur, à quelque distance du corps sonore qu'on la considère ; et, comme les vibrations du corps so-

nore sont isochrones, toutes les ondes provenant de la même série de vibrations auront aussi la même longueur.

Examinons maintenant de quelle manière les densités et les vitesses varient dans les ondes élémentaires qui constituent les ondes condensées et les ondes dilatées. D'après ce qui précède, il est évident que les ondes élémentaires se succèdent dans le même ordre que les mouvements élémentaires qui les ont produites; et il est évident que dans chacune d'elles les vitesses des molécules sont proportionnelles aux condensations ou aux dilatations, et que les directions de ces mouvements sont de signes contraires dans les ondes condensées et dilatées. Cela posé, il est facile de voir que, dans une vibration d'un corps sonore, le maximum de vitesse a lieu vers le milieu de l'excursion, et qu'elle diminue à mesure que le corps s'approche de ses extrémités, où elle est sensiblement nulle. C'est ce qui résulte de l'assimilation de ces mouvements à ceux d'un pendule, ou du fait seul du changement de direction du mouvement aux extrémités de l'excursion : car une vitesse ne peut changer de direction qu'en devenant d'abord nulle, et elle ne peut le devenir que par degrés insensibles. Il résulte de là que les ondes élémentaires sont d'autant plus condensées ou d'autant plus dilatées qu'elles ont été produites par des mouvements élémentaires plus voisins du centre du mouvement, et qu'elles ont des vitesses de translation d'autant plus petites qu'elles proviennent de mouvements élémentaires plus voisins des limites de l'excursion. Ainsi, dans une onde dilatée ou condensée, le maximum de condensation ou de dilatation et de vitesse a lieu vers le milieu. D'après cela, si on veut représenter les condensations et les vitesses en chaque point par les ordonnées d'une courbe, la courbe des condensations et des dilatations aura la forme $xyztu$ (*fig.* 278), et celle des vitesses aura la forme $x'y'z't'u'$.

Les oscillations du corps sonore étant isochrones, les vitesses se succéderont suivant la même loi que dans les oscillations du pendule, et ces vitesses seront alors représentées (58) par la formule $v = a\sqrt{\frac{g}{l}}\sin\left(t\sqrt{\frac{g}{l}}\right)$, ou $v = A \sin tB$, A et B étant des nombres constants. Si nous prenons pour unité de temps la durée d'une oscillation, on devra avoir $v = 0$ pour $t = 1, = 2, = 3$, etc., ce qui exige nécessairement que $B = \pi$: alors la formule devient $v = A \sin \pi t$ (a). Il faut bien remarquer que dans cette dernière équation la valeur de A n'est pas la même que dans la première, parce que, l'unité de temps ayant changé, g n'est plus représenté par le même nombre. Or, nous avons vu précédemment que la vitesse imprimée aux molécules d'air était proportionnelle à celle du corps vibrant ; ainsi, les vitesses ou les condensations, ou les dilatations, se succéderont suivant la loi représentée par l'équation (a), et pour chaque

onde élémentaire la vitesse restera constante pendant le temps qu'elle parcourra le tuyau. Il résulte de là que, si on décrit un cercle avec un rayon égal à l'unité (*fig.* 279), et si on prend des arcs proportionnels aux temps, l'unité de temps étant représentée par la demi-circonférence, le sinus de l'extrémité de l'arc représentera $\sin \pi t$, et si on prend OC égal à A, et qu'on décrive sur AO et OC comme demi-axes l'ellipse $ACBD$, l'ordonnée correspondante de l'ellipse représentera la vitesse du corps vibrant.

Si on voulait avoir la succession des vitesses qui animent une même onde, il faudrait prendre une longueur MN égale à la longueur d'une onde (*fig.* 280), diviser MN en un nombre quelconque de parties égales, et porter sur chacune d'elles des ordonnées proportionnelles aux vitesses du corps vibrant aux époques correspondantes. Ainsi, par exemple, si on divisait MN en dix parties égales, et le demi-cercle APB (*fig.* 279) aussi en dix parties égales, les ordonnées des points de division de MN seraient proportionnelles à celles de l'ellipse ACB aux points correspondants. Dans l'onde dilatée NP, les vitesses seraient les mêmes, mais de signe contraire.

Dans ce qui précède, nous n'avons considéré la propagation du son que dans un espace cylindrique ; mais il est facile d'en déduire le mode de propagation dans un espace illimité. Quand on ne considère qu'un seul point ébranlé, le son se propage dans tous les sens par des ondes sphériques concentriques dont le centre est au point ébranlé. Ces ondes ne diffèrent de celles qui se propagent dans un cylindre que parce qu'elles sont renfermées entre deux surfaces sphériques concentriques, et que, par suite, la vitesse des molécules d'air décroît rapidement à mesure que les ondes s'éloignent du centre d'ébranlement, parce que le mouvement se propage à des ondes dont la masse va en augmentant ; mais la largeur des ondes reste constante. Si plusieurs points sont ébranlés en même temps, et cela arrive toujours, il faut considérer chaque point comme un centre particulier d'ondes sphériques qui se propagent autour de lui ; si les vibrations de chaque point se font dans le même temps, les ondes se couperont d'abord sous des angles plus ou moins grands, qui diminueront à mesure que les ondes s'agrandiront, de sorte qu'elles finiront par se confondre quand on les considérera à une distance suffisante de leur origine ; mais si les vibrations de ces divers points sont différentes, les mouvements élémentaires des ondes superposées, n'étant plus nécessairement dirigés dans le même sens, pourront se détruire ou s'ajouter, et donner lieu, dans certains cas, à des ondes dont l'intensité ne sera pas la même dans toutes les directions.

398. *Vitesse du son dans l'air.* En soumettant à l'analyse le mode de transmission du son que nous venons de décrire, on a trouvé : 1° que, dans une masse d'air à une température constante,

la vitesse est uniforme; 2° que la vitesse reste la même, quelle que soit la densité de l'air, pourvu que la température ne change pas; 3° que la vitesse du son est entièrement indépendante de l'intensité, de l'acuité et de la qualité du son ; 4° et que, dans l'air atmosphérique à la température de 6°, le son devrait parcourir 286^m,78 par seconde.

La formule de la vitesse du son donnée par Newton est

$$V = \sqrt{\left(\frac{gh}{d}\right)}. \quad (a).$$

Dans cette formule, g représente la gravité, h la hauteur du baromètre, et d la densité de l'air par rapport au mercure. Or, à 0° et sous la pression de 0^m,76, la densité de l'air par rapport au mercure est $\frac{1}{13,59 \times 770} = \frac{1}{10464,3}$; par conséquent, sous la pression h et à la température t, on a, en vertu des lois de Mariotte et de M. Gay-Lussac,

$$d = \frac{1}{10464,3} \times \frac{h}{0,76} \times \frac{1}{1 + 0,00375\,t}.$$

En substituant cette valeur de d dans l'équation (a), on trouve

$$V = 279^m,331 \sqrt{1 + 0,00375\,t}.$$

Cette formule renferme toutes les lois que nous avons énoncées, puisque la vitesse ne dépend que la température.

Tous ces résultats sont confirmés par l'expérience, à l'exception du dernier. L'uniformité de la vitesse a été constatée par des expériences que nous rapporterons plus loin. L'égalité de la vitesse sous des pressions différentes résulte de la comparaison des expériences faites à Paris et à Quito, sous des pressions barométriques d'environ 0,76 et 0,697. L'égalité de vitesse des sons plus ou moins forts ou plus ou moins graves résulte d'une expérience journalière, qui la démontre avec la dernière évidence. Lorsqu'on exécute un air sur un instrument, l'impression produite sur notre organe dépend non seulement de la nature et du mode de succession des sons, mais encore de leur durée relative et de celle des intervalles qui les séparent; or, à quelque distance que l'on se place, pourvu que les ondes sonores y arrivent avec une intensité suffisante, le chant n'est pas altéré. Par conséquent, la durée relative des sons et celle de leurs intervalles restent les mêmes, ce qui ne peut exister qu'autant que la vitesse de transmission est la même pour tous.

En 1738, les membres de l'Académie des sciences entreprirent de nombreuses expériences pour déterminer la vitesse du son. Ces expériences furent faites entre Montlhéry et Montmartre, dont la distance est de 29000^m; le signal était donné par des coups de canon; des observateurs, placés à différentes distances et sur la même ligne droite, marquaient le temps écoulé depuis l'apparition de

la lumière jusqu'à l'arrivée du son. Ils avaient ainsi le temps employé par le son pour arriver jusqu'à eux : car, la vitesse de la lumière étant excessivement grande par rapport à celle du son, la durée de la transmission de la lumière pouvait être regardée comme nulle. En comparant ces observations, on a reconnu 1° que la vitesse du son était uniforme, c'est-à-dire que dans un temps double il parcourait un espace double, et qu'en général l'espace parcouru était proportionnel au temps; 2° que la vitesse était la même, que le temps fût couvert ou serein, clair ou brumeux, que la pression barométrique fût grande ou petite, pourvu que l'air fût tranquille; mais que, si l'air était agité par le vent, la vitesse du vent, décomposée suivant la direction de la ligne sonore, augmentait ou diminuait de toute sa valeur la vitesse du son. Enfin, la vitesse du son à la températnre de 6° a été trouvée de 337^m,18. Des observations faites en 1822 par ordre du bureau des longitudes ont donné pour la vitesse réelle 337^m,2, à la température de 10°.

La différence qui existe entre les résultats de la théorie et ceux de l'expérience, relativement à la vitesse du son, provient de ce que, dans les condensations successives qui se manifestent pendant la propagation du son, il se développe de la chaleur, qui augmente la force élastique de l'air et accélère la vitesse, circonstance à laquelle on n'avait point eu égard dans le calcul. Cette explication se trouve appuyée sur un fait décisif. Le son, comme nous l'avons vu, se transmet à travers les vapeurs comme à travers les gaz ; or, d'après la constitution des vapeurs, cette transmission ne pourrait avoir lieu si les condensations périodiques n'étaient accompagnées d'un dégagement de chaleur suffisant pour maintenir le corps à l'état de vapeur : car, sans cela, les vapeurs ne feraient que céder à la force comprimante, et se réduiraient à l'état liquide sans propager l'ébranlement aux vapeurs plus éloignées. C'est à M. de Laplace qu'on doit cette importante observation.

Il reconnut ensuite que la vitesse du son, telle que la théorie l'avait donnée jnsque alors, devait être multipliée par la racine carrée du rapport de la capacité calorifique de l'air sous une pression constante à cette même capacité à volume constant. Les résultats du calcul sont alors parfaitement d'accord avec la théorie.

Le rapport des deux capacités calorifiques de l'air étant 1,42, comme nous le verrons dans la suite, la formule de Newton corrigée est

$$V = \sqrt{\frac{g.h}{d}} \sqrt{\frac{c}{c'}} \ldots (b), \text{ ou } V = 333^m. \sqrt{1 + t.0{,}00375.}$$

Il est important de remarquer que la chaleur dégagée par la compression, quoique très différente pour les sons de différente intensité, n'aura aucune influence sur la durée de la détente de chaque onde élémentaire, et par conséquent que la vitesse de propagation des sons restera indépendante de leur intensité : car, la compression étant très petite, la quantité de chaleur sera proportionnelle à la compression, la force élastique sera toujours proportionnelle aux chemins parcourus par les molécules, et par conséquent la durée de la détente restera indépendante de l'amplitude du mouvement élémentaire du corps vibrant.

Au moyen de la connaissance de la vitesse du son, on peut facilement déterminer la distance d'un corps lumineux qui est en même temps un centre d'ébranlement; la profondeur d'un puits, en y faisant tomber un corps pesant, et mesurant le temps qui s'écoule entre l'instant du départ et celui de l'arrivée du son produit par la chute.

Il est important de remarquer que, la vitesse du son dans l'air étant indépendante de sa densité à la même température, si la température de toutes les couches de l'atmosphère était la même, la vitesse du son serait aussi la même dans toutes les directions; mais comme les couches de l'atmosphère sont d'autant plus froides qu'elles sont plus élevées, il en résulte que la vitesse du son est retardée de bas en haut et accélérée de haut en bas, et, par conséquent, que les ondes sonores dans l'air ne conservent pas la forme sphérique.

399. *Intensité du son.* Il résulte de l'expérience que l'intensité du son augmente avec l'amplitude des vibrations du corps sonore, et par conséquent avec la vitesse d'oscillation des petites ondes élémentaires. En assimilant l'effet produit par les ondes sonores sur l'organe de l'ouïe au choc d'un fluide contre un obstacle fixe, l'intensité du son est proportionnelle au carré de la vitesse des mouvements moléculaires, et par conséquent au carré de la vitesse moyenne des oscillations du corps sonore. Or, comme la vitesse moyenne d'une oscillation est proportionnelle à l'amplitude, il s'ensuit que l'intensité du son est proportionnelle au carré de l'amplitude des oscillations.

400. *Variations de l'intensité du son par la distance au centre d'ébranlement.* La diminution d'intensité du son à mesure qu'on s'éloigne du corps sonore est une conséquence nécessaire du mode de propagation : car, lorsqu'on ébranle un point quelconque de l'atmosphère, le son se propage dans tous les sens; les ondes sonores enveloppent le point ébranlé, et sont terminées par des surfaces parallèles concentriques et également distantes. La masse de l'onde sonore croît donc avec une grande rapidité, à mesure qu'elle s'éloigne du centre d'ébranlement; et, par conséquent, l'amplitude des vibrations des molécules d'air doit diminuer en même temps.

Quand les distances sont très grandes, on démontre par le calcul que les vitesses des molécules d'air situées sur un même rayon sonore, c'est-à-dire sur la même ligne droite menée par le centre d'ébranlement, sont en raison inverse des distances au centre de mouvement. Il en résulte alors que l'intensité du son sur un même rayon sonore décroît proportionnellement au carré de la distance. Mais, à la même distance de l'origine du mouvement, l'intensité du son n'est pas toujours la même dans toutes les directions, ou, en d'autres termes, l'intensité du son est variable sur les différents points de la surface d'une onde : ces différences dépendent nécessairement du mode d'ébranlement du corps sonore. Il suit de cette explication que, si des ondes se propageaient dans une masse d'air cylindrique suivant la direction de son axe, l'intensité du son devrait rester constamment la même, attendu que les ondes aériennes ont partout la même étendue. C'est ce qui existe en effet : car, d'après des expériences faites par M. Biot, l'intensité du son à l'extrémité d'un cylindre d'air de 951 mètres de longueur n'avait pas éprouvé d'altération appréciable.

C'est la direction des vitesses des molécules d'air qui nous fait juger de la direction du son, comme leur grandeur détermine son intensité.

Ces lois sont modifiées par les vents. Il résulte des expériences de Delaroche : 1° que le vent n'a point d'influence sensible sur les sons entendus à une petite distance ; 2° qu'à une grande distance le son s'entend moins bien dans une direction contraire à celle du vent que dans la direction même du vent, et que la différence augmente avec la distance ; 3° que la loi de décroissement de l'intensité du son est moins rapide dans la direction du vent qu'en sens contraire ; 4° que ce décroissement est moins rapide perpendiculairement à la direction du vent que dans sa direction. Ces faits sont encore sans explication. On croyait que le décroissement moins rapide de l'intensité du son dans la direction des vents provenait du transport des ondes ; mais cette influence doit être très petite, attendu que la vitesse du vent le plus violent n'est que de 43 mètres environ par seconde, et par conséquent toujours très petite par rapport à la vitesse du son.

401. *Variation de l'intensité du son par les changements de densité de l'air.* L'intensité du son varie dans le même sens que la densité de l'air dans le lieu où il s'est formé ; et on démontre par le calcul que, lorsque la température est supposée constante, l'intensité du son dans un lieu quelconque ne dépend que de la di-

stance qu'il a parcourue et de la densité de la couche de l'atmosphère d'où il est parti, de sorte que cette intensité est la même dans tous les cas que si l'atmosphère était homogène et d'une densité égale à celle de cette couche. Il suit de là qu'au dessus de la surface de la terre on doit entendre le son de la même manière qu'à la surface de la terre et à la même distance du corps sonore; tandis que le son partant des couches élevées de l'atmosphère est aussi faiblement entendu à la surface de la terre qu'il le serait dans cette couche, à distance égale: les variations de température n'altèrent pas sensiblement ce résultat.

402. *Accroissement nocturne de l'intensité du son.* Cet accroissement a été observé dès la plus haute antiquité. M. de Humboldt a constaté qu'il était plus grand dans les plaines que sur les plateaux élevés, sur les continents qu'en pleine mer. L'absence de ces milliers de bruits permanents et confus qui se produisent dans le jour doit nécessairement avoir souvent de l'influence sur le fait dont il s'agit. Mais comme, dans les grandes forêts de l'Orénoque, où le bourdonnement des insectes est beaucoup plus grand la nuit que le jour, et où la brise ne se fait sentir qu'après le coucher du soleil, l'accroissement nocturne du son a été bien constaté, ce phénomène dépend évidemment d'une tout autre cause. M. de Humboldt pense qu'il provient du défaut d'homogénéité de l'air dans le jour, occasionné par les courants d'air chaud qui s'élèvent du sol, et qui, en produisant de nombreuses réflexions du son, diminuent rapidement son intensité. On conçoit facilement d'après cela pourquoi l'accroissement nocturne de l'intensité du son diminue avec l'échauffement du sol, avec son élévation, et pourquoi il est très faible dans les grandes mers, où les variations diurnes de l'air sont si petites.

403. *Longueur des ondes sonores.* Au moyen de la vitesse du son on peut facilement calculer la longueur des ondes sonores produites par des vibrations plus ou moins rapides. Par exemple, à la température de 15° la vitesse du son étant de 337m,44 par seconde, un corps qui ferait 100 vibrations par seconde produirait des ondes qui auraient 3m,37 de longueur, et un corps qui ferait 1000 vibrations par seconde donnerait des ondes de 0m,33 de longueur.

404. *Réflexion du son.* Quand le son vient frapper un plan indéfini, la réflexion du son se fait comme celle de la lumière sur un miroir plan, c'est-à-dire que le son réfléchi est le même, pour la direction et l'intensité, que si l'ébranlement primitif avait lieu der-

rière le plan, à une distance égale à celle du véritable ébranlement primitif en avant du plan (*fig.* 281). Mais quand la surface réfléchissante a une forme quelconque, pour déterminer la figure et la vitesse de l'onde réfléchie il faut considérer l'onde tout entière, et ce problème ne peut être résolu que dans quelques cas particuliers. Nous rapporterons ici les résultats que M. Poisson a trouvés par l'analyse.

Lorsque le son part de l'un des foyers d'une ellipsoïde de révolution, et qu'il est réfléchi à sa surface, le son réfléchi forme des ondes sonores dont le centre est l'autre foyer de l'ellipsoïde et qui s'approchent toujours de cet autre foyer. Les rayons de l'onde sonore directe et de l'onde sonore réfléchie qui aboutissent à un même point de la surface réfléchissante font donc des angles égaux avec la normale en ce point : ainsi on peut dire que l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion. Le calcul fait voir, de plus, que sur un même rayon réfléchi l'intensité va en croissant à mesure qu'on s'approche du second foyer de l'ellipsoïde, de manière que, pour des points voisins de ce foyer, le son est beaucoup plus intense que le son direct. Quant à la vitesse du son réfléchi, elle est la même que celle du son direct. Lorsque le son part du foyer d'un paraboloïde de révolution, le son est réfléchi parallèlement à son axe : par conséquent les ondes réfléchies sont planes, et perpendiculaires à l'axe. Enfin, quand le son est produit à l'un des foyers d'un hyperboloïde de révolution à deux nappes, c'est-à-dire dont l'axe de révolution est l'axe réel, la réflexion sur la surface concave qui enveloppe le centre d'ébranlement, ou sur la surface convexe de l'autre nappe, donne lieu à des ondes sphériques qui ont pour centre l'autre foyer. L'expérience confirme exactement ces résultats. On n'a point encore pu parvenir à résoudre par le calcul le problème de la réflexion contre une surface quelconque ; mais il est hors de doute que les rayons sonores se réfléchissent toujours sous un angle d'incidence égal à l'angle de réflexion.

C'est à la réflexion du son contre les montagnes et les édifices que sont dus les échos. Lorsque le son revient à l'oreille après une seule réflexion, on ne distingue qu'une seule répétition du son émis. Mais si les ondes sonores éprouvaient plusieurs réflexions, et que plusieurs de ces ondes réfléchies vinssent rencontrer l'observateur, on distinguerait autant de répétitions du son primitif. Lorsque l'obstacle est très éloigné, le son réfléchi arrive à l'oreille après le son primitif, et, suivant l'intervalle qui sépare ces deux effets, l'écho répète un

plus ou moins grand nombre de syllabes. Si l'obstacle est très voisin, les sons réfléchis se confondent en partie avec les sons directs, les prolongent et les renforcent : c'est ce qui arrive dans un appartement vide.

405. *Propagation simultanée des ondes sonores.* Lorsque des sons partent en même temps de différents points de l'espace, ils arrivent à l'oreille sans aucune altération : c'est ainsi, par exemple, que les sons produits par les différents instruments d'un orchestre n'éprouvent, par leur simultanéité, aucune modification, et chacun d'eux produit la même sensation que s'il existait seul. Il faut nécessairement conclure de là que les ondes sonores aériennes se propagent ensemble sans se troubler, ni se confondre, ni s'altérer en aucune manière. Cette conséquence de l'observation est aussi un résultat de la théorie, et un cas particulier du principe de mécanique connu sous le nom de *principe de la coexistence des petites oscillations*, qui consiste en ce que, toutes les fois qu'un système quelconque est soumis à l'action simultanée de plusieurs forces qui ne lui impriment que des mouvements très petits, les effets qui résulteraient de l'action isolée de ces forces existent ensemble sans se troubler ni se confondre. Mais cette loi ne subsiste qu'autant que les mouvements que tendent à imprimer les forces sont très petits : si une ou plusieurs de ces forces dépassaient un certain degré d'énergie, la coexistence dont nous venons de parler n'existerait plus.

Dans la propagation simultanée des ondes sonores dans l'air, il se passe des phénomènes tout à fait analogues à ceux qui résultent de plusieurs ébranlements à la surface d'une masse liquide en repos. Tant que les ébranlements n'excèdent pas une certaine limite, on voit les ondes passer les unes sur les autres sans éprouver aucune déviation; mais si les ébranlements sont violents, les ondes deviennent tumultueuses et se modifient mutuellement.

406. *Transmission du son à travers les gaz.* Tous les gaz, ainsi que les vapeurs, jouissent, comme nous l'avons vu, de la propriété de transmettre les sons. Mais la vitesse de propagation ne peut pas être déterminée directement par l'expérience, comme elle l'a été pour l'air : on est donc obligé de la déduire de certains phénomènes qui dépendent de la vitesse du son dans ces gaz. Nous verrons plus tard comment on peut obtenir la vitesse du son dans un gaz en faisant résonner des tuyaux d'orgues avec ce gaz; maintenant nous nous bornerons à rapporter les vitesses déterminées

par M. Dulong dans un mémoire sur lequel nous reviendrons bientôt.

Vitesse du son dans différents gaz à la température de 0°.

Air atmosphérique	333^m	par seconde.
Gaz oxygène	317,17	
Hydrogène.	1269,5	
Acide carbonique.	216,6	
Oxyde de carbone.	337,4	
Oxyde d'azote.	261,9	
Gaz oléfiant.	314	

Nous n'avons point indiqué la pression à laquelle les gaz étaient soumis, parce que la vitesse de propagation est, comme dans l'air, proportionnelle à la racine carrée du rapport de la pression à la densité, et que, la densité étant en raison inverse de la pression pour tous les gaz, quand la température est constante, la vitesse ne dépend réellement que de la température.

La vitesse du son dans les différents gaz aurait pu se déduire de la formule générale de M. de Laplace (398); mais il aurait fallu pour cela connaître le rapport des deux capacités calorifiques des gaz, capacités qui étaient inconnues, et qui n'ont pu être déterminées que par la comparaison de la vitesse réelle du son dans ces gaz à la vitesse donnée par la formule de Newton; mais maintenant que ces capacités sont connues, la formule (*b*) du n° 398 peut être employée pour déterminer la vitesse du son dans un gaz quelconque, à une température donnée. *d* représente alors la densité du gaz par rapport au mercure. Le rapport de *c* à *c'* étant le même pour les gaz simples, comme nous le verrons plus loin, il résulte de cette formule que les vitesses de propagation du son dans deux gaz sont en raison inverse des racines carrées de leurs densités.

Quant à l'intensité du son, elle varie dans chaque gaz suivant les mêmes lois que dans l'air; et pour différents gaz, dans les mêmes circonstances, elle augmente avec la densité du gaz. C'est ce que l'on peut facilement vérifier en faisant résonner un même timbre dans une cloche renfermant différents gaz. On ne peut pas déterminer par l'expérience la loi de ces intensités, parce que nous n'avons aucun moyen de mesurer numériquement l'intensité des sons.

407. *Transmission du son à travers les liquides.* Nous avons reconnu précédemment que les liquides propagent les sons; on démontre par le calcul que la vitesse de transmission ne dépend que de la compressibilité du corps. M. de Laplace, en partant des expériences de Canton sur la compression de l'eau, avait trouvé que, la vitesse dans l'air étant prise pour unité, la vitesse du son dans l'eau de pluie était à peu près 4,5 et dans l'eau de mer 4,7.

408. D'après les expériences faites par M. Colladon, avec beaucoup de soin, dans le lac de Genève, sur une distance de 13487 mètres, le son parcourt 1435^{m} par seconde. La formule de M. de Laplace donne 1438 mètres; la différence de ces résultats est très petite, et doit être attribuée aux erreurs inévitables des expériences. Cette identité entre les résultats du calcul et ceux de l'observation fait voir que dans les liquides la chaleur dégagée par la compression n'est pas sensible, puisqu'elle n'altère pas la vitesse de propagation du son. Ce dernier fait résulte d'ailleurs des expériences directes faites par MM. Colladon et Sturm, expériences qui démontrent qu'une compression subite de 40 atmosphères n'élève pas sensiblement la température de l'eau; une même pression élève cependant d'une quantité très petite la température de l'alcool et de l'éther. Cette vérification importante permet alors de déterminer la vitesse du son dans tous les liquides dont on connaît la compression.

La formule donnée par M. de Laplace, pour les corps solides et liquides est la suivante :

$$V=\sqrt{\left(\frac{Pkg}{DeS}\right)}.$$

D est la densité du liquide; k la longueur d'une colonne de ce liquide, dont la section est égale à S, qui se raccourcit de e sous un poids P; g représente toujours la gravité. Pour appliquer cette formule au cas dont il s'agit, il faut se souvenir qu'une colonne d'eau soumise à la pression d'une atmosphère se raccourcit de 0,00005 de sa longueur; alors, si on prend une colonne d'eau de 1 mètre de longueur et de 1 centimètre de section, et le mètre pour unité de longueur, il faudra prendre 1000^{k} pour unité de poids, et on aura $P=0{,}00103$, $k=1$, $g=9{,}8088$, $S=0{,}0001$, $e=0^{m}{,}00005$ et $D=1$. On trouve alors $V=1438^{m}$.

La formule précédente est souvent présentée sous la forme plus simple $V=\sqrt{\frac{g}{a}}$, dans laquelle a est l'allongement ou le raccourcissement qu'un cylindre de la matière, ayant 1^{m} de longueur, éprouve par une traction ou une pression égale à son poids. Ces deux formules sont identiques : car dans la première le poids du cylindre étant kSD, on a la proportion $\frac{e}{k} : a :: P : SD$, d'où $e=\frac{aPk}{SD}$; et, en substituant cette valeur de e dans la première formule, on trouve la seconde.

Les expériences que nous venons de citer ont été faites de la manière suivante : une cloche d'un assez gros calibre était suspendue dans l'eau, à l'aide d'un bateau amarré par plusieurs ancres; à la distance de 13487 mètres se trouvait un autre bateau, retenu de la même manière dans une position fixe; c'était dans ce dernier qu'étaient placés les observateurs. Le son était produit par le choc d'un marteau dont l'extrémité du manche, qui sortait de l'eau, était

garnie d'une lance à feu qui enflammait une petite masse de poudre à l'instant précis où le choc du marteau sur la cloche avait lieu. Les observateurs placés dans l'autre bateau comptaient le temps à partir de l'apparition de la flamme, et attendaient le son au moyen d'un tube métallique, large, aplati et fermé par en bas, dont la partie inférieure plongeait dans l'eau, et dont l'ouverture supérieure, qui dépassait le niveau de l'eau, recevait l'oreille de l'observateur. Les vibrations de l'eau arrivaient ainsi à l'oreille par l'intermédiaire de l'air renfermé dans le tube.

Les expériences ont donné lieu à plusieurs observations importantes que nous devons rapporter. Lorsqu'on fait résonner un corps situé dans une masse d'eau tranquille et un peu au dessous de la surface, une personne placée hors de l'eau et à peu de distance entendra très bien le son produit dans l'eau; si elle s'éloigne en rasant la surface de l'eau, elle remarquera une diminution très rapide dans l'intensité du son, et enfin à une distance de deux cents à trois cents mètres elle n'entendra plus aucun bruit hors de l'eau, lors même que l'oreille serait placée très près de la surface du liquide, quoique à cette distance et à une distance beaucoup plus considérable le son dans l'eau soit très distinct. Il paraît donc que les rayons sonores qui viennent rencontrer la surface de l'eau sous un angle aigu éprouvent une réflexion d'autant plus grande que l'angle est plus petit, et qui devient totale quand l'angle a atteint une certaine limite. Nous verrons plus tard dans la lumière une propriété semblable. MM. Colladon et Sturm ont aussi vérifié que l'agitation de l'eau était sans influence sur la vitesse et l'intensité du son dans le liquide, et que l'interposition d'un corps solide entre le point ébranlé et l'observateur avait une influence très marquée sur l'intensité du son, effet qui n'a point lieu au même degré dans l'air.

409. *Transmission du son à travers les corps solides.* Les corps solides transmettent le son par des vibrations analogues à celles qui se manifestent dans la transmission du son par l'air, mais la vitesse est beaucoup plus considérable. On peut trouver la vitesse de transmission du son dans les corps solides au moyen du calcul, en employant la même formule que pour les corps liquides, ou par les vibrations longitudinales des verges, comme nous le verrons bientôt.

D'après une observation de Borda, une règle de laiton d'un mètre s'allonge de $0^m,00000077379$ par l'action d'un poids égal au sien : on trouve alors par la formule précédente que la vitesse du son dans le laiton est de $3560^m,4$ par seconde. Par les vi-

brations longitudinales des verges on trouve 3596^{m}, 53. Ce dernier nombre devrait être un peu plus grand, à cause de la chaleur dégagée dans les vibrations, chaleur dont M. de Laplace n'avait point tenu compte; mais cette cause d'erreur, si influente dans propagation du son dans l'air, est très faible pour les corps solides, puisque les deux vitesses diffèrent si peu.

C'est par la dernière méthode que Chladni a trouvé les nombres suivants pour la vitesse du son dans les différentes substances solides: l'unité est la vitesse du son dans l'air.

Fanon de baleine.	6 2/3
Étain	7 1/2
Argent.	9
Bois de noyer. Bois d'if. Cuivre jaune. Bois de chêne. Bois de prunier.	. . 10 2/3
Tubes de pipes de tabac. .	10 à 12
Cuivre	12
Bois de poirier. Bois de hêtre rouge. Bois d'érable.	. . 12 à 13
Bois d'acajou. Bois d'ébène. Bois de charme. Bois d'orme. Bois d'aune. Bois de bouleau.	. . . 14 2/6
Bois de tilleul. Bois de cerisier.	. . . .
Bois de saule. Bois de pin.	. . . 16
Verre. Fer ou acier.	. . . 16 2/3
Bois de sapin.	16 2/3 à 18

§ II. *Perception et comparaison des sons.*

410. *Qualités des sons.* Dans la perception d'un son isolé il faut distinguer la durée, l'intensité, le timbre, et le degré d'acuité ou de gravité.

411. La durée d'un son est égale à la durée totale des vibrations du corps sonore, puisque la première et la dernière ondes sonores restent le même temps pour arriver à l'organe de l'ouïe. La longueur totale de la série des ondes sonores est évidemment égale à l'espace parcouru par le son pendant la durée totale du mouvement vibratoire.

412. L'intensité du son dans le lieu même de sa production dépend de l'amplitude des vibrations du corps; à une distance quelconque, elle dépend de l'amplitude des vibrations des ondes élémentaires qui y arrivent; et dans tous les cas elle est proportionnelle au carré de cette amplitude. Cette amplitude reste constante, comme nous l'avons dit, lorsque les ondes sonores se propagent dans un espace cylindrique; mais, dans un espace libre, elle diminue en raison inverse de la distance au centre d'ébranlement.

413. La gravité et l'acuité des sons dépendent uniquement de la vitesse des vibrations: car, si l'on tend une corde métallique par

ses deux extrémités, et qu'on la fasse vibrer en promenant sur elle un archet, ou en la pinçant, on remarque que le son devient plus aigu à mesure que la longueur de la corde diminue, et qu'en même temps les vibrations deviennent plus rapides.

414. Le timbre est la qualité donnée au son par la nature du corps sonore, ou des corps environnants qui sont mis en vibration par lui. C'est par le timbre que les mêmes sons, sous le rapport de l'intensité et de l'acuité, rendus par divers instruments, diffèrent les uns des autres. Il est probable que le timbre résulte de la nature des sons secondaires qui accompagnent toujours le son principal rendu par un corps quelconque, et en outre dans un grand nombre de cas des vibrations des corps en contact.

415. *Périodes musicales.* On sait qu'on emploie en musique des périodes désignées sous le nom de *gammes ;* chacune de ces périodes est formée de sept sons d'une acuité croissante, qui ont reçu les noms de *ut*, *ré*, *mi*, *fa*, *sol*, *la*, *si*. Chaque son résonnant avec un autre de même nom, et d'une autre période, se confond avec lui. Un son est dit la *tierce*, la *quarte*, la *quinte*, l'*octave*, d'un autre, lorsque le premier son est le troisième, le quatrième, le cinquième, le huitième, à partir du premier dans l'échelle harmonique.

Les sons coexistants qui flattent l'oreille ont reçu le nom d'*accords ;* ceux qui produisent une sensation pénible, celui de *discordance.* Les accords les plus agréables à l'oreille sont l'octave, la tierce et la quinte.

416. *Détermination du rapport des nombres de vibrations des corps, correspondants à différents sons.* On peut employer un grand nombre de moyens différents pour déterminer les rapports des vitesses des vibrations des corps sonores qui rendent les différents sons de la gamme. Le plus simple est le suivant. Soit *AB* (*fig.* 281 *A*) une corde de boyau ou de métal tendue par ses deux extrémités : le calcul démontre que, si cette corde est cylindrique, homogène, et reste toujours soumise à la même tension, étant mise en mouvement d'une manière quelconque, elle produit des vibrations dont la vitesse est en raison inverse de sa longueur. Supposons maintenant que la corde rende le son le plus grave ; cherchons à produire successivement les différents sons de la gamme, en raccourcissant la corde au moyen d'un chevalet, et à chaque son obtenu mesurons la longueur de la corde. En représentant la longueur totale de la corde par 1, on obtiendra pour les longueurs des cor-

des, et pour les vitesses relatives des vibrations, les nombres suivants :

Désignation des sons en allemand et en anglais.	C	D	E	F	G	A	H	C
Noms français.	*ut*	*ré*	*mi*	*fa*	*sol*	*la*	*si*	*ut*
Longueur des cordes correspondantes. . .	1	8/9	4/5	3/4	2/3	3/5	8/15	1/2
Nombre des vibrations dans le même temps .	1	9/8	5/4	4/3	3/2	5/3	15/8	2

Les mêmes relations se reproduisent dans les octaves suivantes, et par conséquent les nombres des vibrations produites dans le même temps sont représentés par ceux de la première octave multipliée par une puissance de 2 égale au rang de l'octave diminué d'une unité.

Désormais nous représenterons les sons par les nombres relatifs de vibrations qu'exécutent dans le même temps les corps qui les produisent. On peut alors trouver facilement la valeur numérique d'un son, quand on connaît l'octave à laquelle il appartient et son rang dans cette octave : par exemple, le sol de la quatrième octave, que nous désignerons par sol_4, est représenté par $3/2 \times 2^3 = 6$. Et réciproquement, connaissant le nombre qui représente un son, on peut trouver son nom et son octave. Soit, par exemple, le son 20 : en le divisant par 2 autant de fois qu'il est possible, on trouve successivement 10, 5, 5/2 et 5/4. Ainsi, le son correspondant est le *mi* de la quatrième octave, mi_4.

417. *Détermination du nombre de vibrations exécutées par un corps sonore dans un temps donné.* Il faut remarquer que les nombres par lesquels nous sommes convenus de représenter les sons n'indiquent que les nombres relatifs de vibrations faites dans le même temps. Si on voulait avoir les nombres absolus, on pourrait s'y prendre de la manière suivante. On tendrait une corde assez longue pour que les vibrations pussent se voir et se compter, et en raccourcissant suffisamment la corde sans changer sa tension, on lui ferait rendre un son de l'échelle harmonique ; le nombre des vibrations serait égal au premier, multiplié par le rapport inverse des longueurs des cordes. Ayant ainsi un terme de la série, les nombres précédents conduiraient facilement à la détermination de tous les autres. Nous indiquerons plus tard plusieurs autres moyens pour obtenir les nombres absolus de vibrations des sons ; mais nous allons maintenant décrire celui qui est le plus exact de tous, *la syrène.* Cet instrument, imaginé par M. Cagniard-Delatour, est formé (*fig.* 282) d'un tambour métallique fixe *AB*, garni inférieurement d'un tuyau *CD*, destiné à amener un courant d'air

dans le tambour, et supérieurement d'un grand nombre de petits orifices égaux, équidistants, et rangés sur la circonférence d'un cercle concentrique à celui qui limite la face du tambour. Le centre du tambour supporte l'extrémité inférieure d'un axe vertical en acier, dont la partie supérieure est reçue dans une ouverture pratiquée dans la traverse horizontale *EF*; cet axe, qui doit être d'une mobilité extrême, porte à sa partie inférieure et par son centre une plaque de cuivre circulaire *GH*, qu'il entraîne dans sa rotation, et qui doit toujours rester à une distance extrêmement petite de la face supérieure du tambour; ce cercle est percé d'un grand nombre d'orifices équidistants, dirigés obliquement, et qui, dans la rotation du plateau, doivent venir se placer simultanément au dessus des orifices de la face supérieure du tambour. Enfin, la partie supérieure de l'axe mobile est garnie d'une vis sans fin, qui, par des pignons et des roues dentées, communique le mouvement aux aiguilles des deux cadrans *X*, *Y*, dont les degrés du premier marquent les tours, ceux du second les centaines de tours. On peut à volonté, au moyen d'un arrêt, faire embrayer ou débrayer la vis sans fin. Supposons qu'on place le cylindre *CD* sur une soufflerie disposée de manière que l'on puisse à volonté augmenter la vitesse du vent, ou la soutenir constante pendant quelques instants : l'air s'échappera par les orifices de la partie supérieure du tambour, et sortira par ceux du disque mobile; mais, ces derniers étant obliques, le courant d'air forcera le disque à tourner, et cela d'autant plus rapidement que la vitesse du courant sera plus grande. Mais, par cette rotation, l'issue de l'air par les orifices du tambour sera régulièrement interceptée par les espaces pleins qui séparent les orifices du disque mobile, et ces intermittences seront les mêmes pour tous les orifices : alors l'air environnant propagera ces pulsations, comme les vibrations d'un corps solide, et il en résultera un son plus ou moins aigu. Un seul trou dans le disque supérieur du tambour produirait exactement le même son; mais il serait très faible.

Si, à l'aide de cet instrument, on veut déterminer le nombre des vibrations correspondant à un son quelconque, on règle le mouvement du soufflet de manière à obtenir un son qui soit à l'unisson de celui dont on veut connaître la vitesse des vibrations; alors on maintient la vitesse du courant, et on engrène la vis sans fin à l'instant précis d'un des battements d'un bon chronomètre à seconde indépendante, et, après un certain temps, on pousse en même temps l'arrêt de la syrène et du chronomètre. On peut alors, au moyen de

la position des aiguilles sur les cadrans de la syrène, déterminer combien le plateau a fait de révolutions dans une seconde, et, en multipliant ce nombre par le nombre des trous du plateau, combien il y a eu de battements dans le même temps.

Dans cet instrument, les différents gaz produisent les mêmes sons quand la vitesse de rotation du plateau est la même, parce que la nature du son ne dépend que de la rapidité des intermittences de l'écoulement. Un courant d'eau transmis dans la syrène produit aussi exactement le même son qu'un courant d'air, même quand l'instrument est entièrement plongé dans ce fluide : c'est à cette dernière circonstance que cet instrument doit son nom.

C'est ainsi qu'on a reconnu que l'*ut* le plus grave du piano et du violoncelle est d'environ 128 vibrations. On a déduit de là que les limites extrêmes de la voix des hommes sont de 192 et 633 vibrations par seconde, et celle des femmes, de 576 et 1620.

418. *Conventions faites en musique.* Pour plus de facilité dans la pratique, on est convenu de désigner par des noms particuliers l'intervalle qui sépare deux sons successifs de la gamme : ce mot *intervalle* doit être entendu par la quantité dont le son s'élève ou s'abaisse, ou, plus exactement, par le rapport de leurs vibrations dans le même temps. Nous joignons ici le tableau des noms et des valeurs des intervalles consécutifs de la gamme.

INTERVALLES successifs DE LA GAMME.	RAPPORTS de leurs VIBRATIONS.	DÉNOMINATION de CES INTERVALLES.
Ré à *Ut*	9/8	Ton majeur.
Mi à *Ré*	10/9	Ton mineur.
Fa à *Mi*	16/15	Semi-ton majeur.
Sol à *Fa.*	9/8	Ton majeur.
La à *Sol.*	10/9	Ton mineur.
Si à *La*	9/8	Ton majeur.
Ut à *Si*	16/15	Semi-ton majeur.

Ainsi, dans la gamme naturelle que nous avons considérée, en faisant abstraction de la différence qui existe entre les tons et les

semi-tons majeurs ou mineurs, il y a deux semi-tons placés, le premier entre la troisième et la quatrième note, l'autre entre la septième et la huitième. Tous les autres intervalles sont des tons entiers, majeurs ou mineurs.

Si, au lieu de commencer la gamme par *ut*, on voulait la commencer par toute autre note, il faudrait nécessairement que les intervalles successifs fussent, comme dans la gamme en *ut*, d'abord de deux tons, puis d'un demi-ton, puis de trois, et enfin d'un demi-ton. Cette condition ne se trouvant jamais remplie, on a été obligé d'intercaler entre les sons de la gamme naturelle d'autres sons intermédiaires, qui permettent de satisfaire à la condition dont nous venons de parler. Ces sons intermédiaires portent le nom de la note inférieure, suivi du mot *dièse*, ou de la note supérieure, suivi du mot *bémol*. Un son diésé est élevé dans l'échelle harmonique, de manière que la rapidité des vibrations est augmentée dans le rapport de 24 à 25; un son bémolisé est abaissé dans le rapport de 25 à 24. Ainsi on obtiendra la vitesse des vibrations d'une note diésée en multipliant celle de cette note par $\frac{25}{24}$; et de même l'expression de la vitesse des vibrations d'une note bémolisée sera égale à celle de la note fondamentale multipliée par $\frac{24}{25}$.

Il résulte de là qu'entre toutes les notes de la gamme naturelle en *ut* il y a deux sons intermédiaires, qui sont la note inférieure diésée et la note supérieure bémolisée. Ces deux sons intermédiaires diffèrent; mais ils sont très voisins, et dans les instruments à sons fixes on les confond. Une note diésée se désigne par le signe ♯ mis avant celui de la note, et une note bémolisée par le signe ♭ placé aussi avant la note. Il est maintenant facile de faire voir qu'au moyen des dièses et des bémols on peut commencer une gamme par une note quelconque : car, en faisant abstraction de la différence qui existe entre les tons et les demi-tons majeurs ou mineurs, on peut regarder les dièses et les bémols comme haussant ou baissant la note d'un demi-ton. La gamme qui commencerait par *mi* serait:

	Mi	*Fa*	*Sol*	*La*	*Si*	*Ut*	*Re*	*Mi*
Intervalles	1/2	1	1	1	1/2	1	1;	

Et en diésant le *fa*, le *sol*, l'*ut* et le *ré*, elle deviendra

	Mi	*Fa*♯	*Sol*♯	*La*	*Si*	*Ut*♯	*Ré*♯	*Mi*
Intervalles	1	1	1/2	1	1	1	1/2.	

Ce qui est la succession des intervalles de la gamme naturelle.

Toutes les différentes gammes, quoique formées par une succession parfaitement égale de tons et de demi-tons, ne sont point identiques, parce que les tons et les demi-tons majeurs ou mineurs ne se succèdent pas dans le même ordre : aussi elles produisent sur nos organes des impressions différentes. Les gammes dont nous venons de parler se désignent par le mot de *ton*, et les tons se distinguent par la note qui commence la gamme.

Indépendamment du mode de gammes dont nous venons de parler, il en existe encore un autre, dans lequel les intervalles de tons et de demi-tons se succèdent dans un autre ordre. Le premier mode porte le nom de *mode majeur*, le dernier celui de *mode mineur*. La nature de cet ouvrage ne nous permet pas d'entrer dans plus de détails à ce sujet.

Parmi les sons simultanés, ceux qui flattent le plus l'oreille sont, comme nous l'avons déjà dit, l'octave, la tierce et la quinte. Ainsi, par exemple, si un instrument rend le son *ut*, les différentes octaves de ce son, ainsi que les sons *mi* et *sol*, en résonnant avec lui, produiront un effet très agréable à l'oreille. En désignant par 1 le son fondamental, la tierce est représentée par 5/4, et la quinte par 3/2. Pour certains sons de la gamme, la tierce et la quinte n'ont pas exactement ces valeurs ; pour les distinguer, on désigne les tierces sous les noms de *majeures*, ou de *mineures*, et les quintes sous ceux de *justes* ou de *diminuées*.

419. *Sons harmoniques.* Lorsqu'une corde est mise en vibration, et qu'elle produit un son grave et soutenu, une oreille attentive distingue facilement, outre le son fondamental, deux autres sons plus aigus, qui sont l'octave de la quinte et la double octave de la tierce. Par exemple, si le son fondamental est *ut*, on entend très distinctement sol_2 et mi_3 ; une oreille exercée distingue même encore les deux octaves de *ut*, ou ut_2 et ut_3. Or, en représentant le son fondamental par 1, la tierce sera 5/4, sa double octave sera 5, la quinte sera 3/2, et son octave 3; enfin, les deux octaves du son fondamental seront 2 et 4 : on distingue donc les sons 1, 2, 3, 4, 5. Il est infiniment probable que la corde rend tous les autres sons représentés par la suite de la série des nombres naturels 6, 7, 8, 9, 10, etc., mais que ces derniers ne sont point appréciés par nos organes, à cause de leur peu d'intensité. On ne peut expliquer la production de ces sons harmoniques, nommés sons, qu'en admettant que la corde se sous-divise d'elle-même en même temps en 2, 3, 4, 5, etc., parties égales,

et que toutes ces fractions différentes de la corde vibrent ensemble sans se troubler ni se confondre (*fig.* 284). La possibilité de la coexistence de ces vibrations se conçoit aisément, d'après ce que nous avons dit sur la propagation des ondes sonores.

La réalité de la sous-division de la corde en parties égales entre elles, vibrant isolément, peut se démontrer par l'expérience suivante. Si on divise la corde vibrante *AB* (*fig.* 283) en deux parties inégales *AC* et *CB*, par un chevalet mobile *m*, qui appuie peu sur la corde, de manière que *BC* soit un multiple quelconque de *AC*, quatre fois plus grand par exemple, en promenant un archet sur *AC*, la corde *BC* se divise d'elle-même en quatre parties égales qui vibrent séparément. Pour rendre sensible cette division, il faut mettre sur la corde de petits chevalets de papier de différentes couleurs, les uns aux points de division de la corde, les autres dans les points intermédiaires : aussitôt que la corde *CB* entre en vibration, ces derniers sont projetés à une assez grande distance, et les autres restent immobiles. Cette expérience curieuse est due à Sauveur. On peut encore produire la division d'une corde et les vibrations de ses parties en faisant vibrer près d'elle une autre corde dont le son soit un de ses harmoniques. Les vibrations, propagées par l'air, se communiquent à la corde en repos; mais comme cette cause motrice est très faible, il faut nécessairement que cette corde puisse prendre un mouvement qui s'accorde périodiquement avec le retour des vibrations de l'air qui la frappe, afin que tous ces chocs successifs conspirent à produire le même effet : c'est ce qui arrive toutes les fois que la longueur de cette corde est un multiple ou un sous-multiple entier de la première, les deux cordes étant de même nature et également tendues, ou, en général, lorsque le rapport des vitesses des vibrations des deux cordes est un nombre entier.

Ces expériences ne prouvent pas cependant que la corde se divise simultanément en 2, 3, 4, etc., parties égales, et que toutes ces fractions de la corde vibrent ensemble ; mais on peut rendre ces divisions sensibles en plaçant un œil sur le prolongement de la corde pendant qu'elle vibre. On voit alors distinctement, pour peu qu'elle soit longue, qu'elle s'infléchit de manière à se diviser en deux et en trois parties vibrantes, en même temps qu'elle se courbe dans toute sa longueur pour produire le son fondamental.

420. *Effets produits par la coexistence de plusieurs sons.* La simultanéité des sons occasionne souvent un phénomène très remarquable, observé pour la première fois par le célèbre musicien

Tartini. Ce phénomène consiste dans la production d'un nouveau son plus grave que chacun d'eux. Pour concevoir ce singulier phénomène, il faut se souvenir qu'un son est produit par une suite de battements réguliers, dont la rapidité détermine le degré d'acuité du son. D'après cette définition, il est facile de voir que, toutes les fois que deux sons existeront ensemble, les deux séries de battements qui en résulteront coïncideront à de certaines époques aussi périodiques; de sorte qu'il se formera une série de battements doubles, qui se succéderont après des intervalles égaux, mais plus grands que ceux des battements simples des deux séries primitives. La sensation produite par ces battements doubles sera un son continu, s'ils se succèdent avec assez de rapidité; dans le cas contraire, l'organe aura la sensation de chacun d'eux individuellement, et il ne se formera point de son continu. On peut vérifier ce que nous venons de dire sur l'orgue et tous les instruments dont on peut prolonger long-temps le son. En faisant résonner, par exemple, sol_2 et ut_3, on entend très distinctement ut_1; mais si les deux sons simultanés sont trop graves ou trop rapprochés, la suite des battements doubles produit un effet analogue au roulement d'un tambour. On peut facilement déterminer le son résultant de la coexistence des deux autres. Par exemple, si on fait résonner ensemble sol_2 et ut_3, le premier son étant représenté par 3 et le second par 4, il en résulte que le premier fera trois battements pendant que le second en fera quatre : par conséquent, les 1er, 3e, 6e, 9e, etc., battements du premier, coïncideront avec les 1er, 4e, 8e, 12e, etc., battements du second. Les battements doubles résultant de ces coïncidences seront donc trois fois plus lents que ceux de sol_2, ou quatre fois plus que ceux de ut_3 : par conséquent, le son résultant sera représenté par 3/3 ou par 4/4, ou par 1, qui est la valeur de ut_1.

Ce phénomène explique pourquoi l'oreille juge de l'unisson avec une si grande précision : car, lorsque deux sons diffèrent peu, les battements doubles produisent un roulement d'autant plus lent que les sons diffèrent moins, et qui disparaît subitement à l'unisson.

Nous avons indiqué précédemment plusieurs moyens pour obtenir les nombres absolus de vibrations des sons, en employant des cordes ou la syrène. Le fait que nous venons de constater offre un nouveau moyen assez exact pour y parvenir. En effet, supposons que nous placions sur une soufflerie deux tuyaux d'orgue rendant deux sons très voisins, tels que *mi* et *mi*♭, en les faisant parler ensemble, les bat-

tements pourront être assez espacés pour être comptés. Supposons, par exemple, qu'il s'en fasse trois par seconde : le rapport des vibrations des sons *mi* et *mi* ♭ étant celui des nombres 24 et 25 (418), les coïncidences auront lieu dans des périodes composées de 25 vibrations du premier, et de 24 du second : donc les battements seront vingt-cinq fois plus lents que les vibrations de *mi*; par conséquent, puisqu'il se fait trois battements par seconde, dans le même temps le son *mi* fera soixante-quinze vibrations.

421. *Tempérament.* Si nous imaginons un instrument à sons fixes, tel qu'un piano ou une harpe, qui rende exactement tous les sons de la gamme, ainsi que les dièses et les bémols intermédiaires, cet instrument donnera exactement toutes les octaves de chaque note ; mais on ne pourra pas y trouver toutes les tierces et toutes les quintes justes : car il faudrait, pour obtenir les tierces justes, qu'en partant d'une note quelconque, et en multipliant le nombre de ses vibrations successivement par 5/4, les nombres obtenus coïncidassent exactement avec les nombres de vibrations des sons de l'échelle harmonique; et, pour y rencontrer toutes les quintes, il faudrait également qu'en multipliant le nombre des vibrations d'un son successivement par 3/2, qui représente le rapport des vibrations de la quinte avec le son fondamental, on ne trouvât que des nombres déjà existants dans l'échelle harmonique : ce qui n'arrive pas.

Pour obvier à cet inconvénient, on emploie différentes méthodes, qu'on désigne sous le nom de *tempéraments.* La plus simple et la plus exacte consiste à diviser la gamme en douze demi-tons moyens égaux, et à faire coïncider chaque son avec le semi-ton le plus voisin. Par cette méthode, il n'y a qu'une seule note intercalaire, les dièses se confondent avec les bémols ; mais l'erreur, se trouvant à peu près également répartie sur toutes les notes, devient insensible pour l'oreille. Pour obtenir ce semi-ton moyen, il faut que le nombre qui le représentera, étant multiplié douze fois par lui-même, donne l'octave du son fondamental, c'est-à-dire 2, puisqu'il y a douze semi-tons dans l'octave. Ainsi, le nombre cherché sera égal à la racine douzième de 2, c'est-à-dire à 1,059463. Le tableau suivant représente alors les nombres de vibrations et les longueurs des cordes de la gamme moyenne.

	Nombre de vibrations de la gamme moyenne.	Longueur des cordes.
Ut	1,000000	1,000000
Ut♯ ou *Ré*♭	1,059463	0,943874
Ré	1,122462	0,890899
Ré♯ ou *Mi*♭	1,189207	0,840896
Mi	1,125992	0,793701
Fa	1,334840	0,749154
Fa♯ ou *Sol*♭	1,414213	0,707107
Sol	1,498306	0,667420
Sol♯ on *La*♭	1,587400	0,629961
La	1,681793	0,594604
La ♯ ou *Si*♭	1,781796	0,561230
Si	1,887745	0,529730
Ut	2,000000	0,500000

La tierce moyenne est de 1,125992; elle diffère peu de la tierce majeure, qui est 5/4 ou 1,125; la quinte moyenne est de 1,587400, tandis que la quinte majeure est de 5/2 ou 1,50.

On emploie aussi un autre mode de tempérament, mais moins avantageux, dans lequel on fait porter les erreurs sur des intervalles dont on se sert rarement.

Le tempérament n'est applicable qu'aux instruments à sons fixes, tels que l'orgue, la harpe, le piano: car les instruments qui peuvent passer d'une manière continue d'un son à un autre, tels que le violon, la basse, la voix humaine, peuvent toujours rendre exactement un son quelconque; cependant ces instruments sont obligés de tempérer lorsqu'ils jouent avec des instruments à sons fixes, car autrement leur justesse produirait une discordance désagréable.

§ III. *Vibrations des colonnes d'air renfermées dans les tuyaux.*

422. Dans les instruments à vent, c'est uniquement la colonne d'air renfermée dans les parois solides qui entre en vibration, du moins quand le tuyau est assez épais. C'est ce que l'on peut facilement démontrer au moyen de la soufflerie (*fig.* 285), en substituant à un tuyau un autre de même forme, mais de toute autre substance : le son produit reste toujours le même sous le rapport de l'acuité. Ainsi, qu'un tuyau soit en bois, en métal, en carton, peu importe : si sa forme ne change pas, dans les mêmes circonstances il produira toujours le même son, le timbre seul variera. Cette der-

nière qualité du son dépend probablement d'une faible vibration de l'enveloppe.

425. *Mode d'ébranlement.* Pour produire des vibrations sonores dans une colonne d'air, il suffit d'exciter à une de ses extrémités une succession rapide de condensations et de dilatations alternatives; ces mouvements se transmettent de proche en proche à toute la colonne d'air. On emploie dans les instruments à vent deux modes différents d'ébranlement. Le premier consiste à faire arriver à l'extrémité de l'instrument une lame d'air très rapide contre un obstacle taillé en biseau aigu : c'est ainsi que l'on fait résonner une clé forée, un sifflet, une flûte. Le second mode d'ébranlement consiste à faire arriver une lame d'air dans un canal étroit, dont une des parois est libre, mince et élastique; cette paroi se met en vibration, et ces vibrations se propagent ensuite dans la colonne d'air. Cet appareil porte le nom d'*anche :* c'est ainsi que l'on fait résonner la clarinette, le basson, le cor, etc.; dans ce dernier, ce sont les lèvres qui servent d'anche.

Ces deux modes d'embouchure sont employés dans les tuyaux d'orgues. La fig. 286 présente la coupe d'un tuyau de flûte : *ab* est le tuyau par lequel le vent s'introduit; *c* une rainure qui le dirige contre le biseau *de*. Le son provient très probablement de ce que l'écoulement de l'air par l'orifice *c* est accompagné de vibrations, comme l'écoulement des liquides par des orifices (240); mais on ne connaît point encore la cause de l'influence du biseau. Les fig. 287 et 288 représentent des tuyaux à anches. Dans la première, l'anche est formée d'une feuille mince de laiton *mn* fixée sur une pièce prismatique creuse, de bois ou de métal, fermée par en bas et ouverte sous la languette; on place cet appareil à l'extrémité d'un tuyau ouvert par les deux bouts, de manière qu'il en remplisse l'ouverture supérieure; l'ouverture inférieure doit communiquer avec la soufflerie. Lorsque l'air arrive lentement, il s'introduit d'une manière continue entre la lèvre supérieure et la lèvre inférieure de l'anche, et on n'entend point de son; mais quand la vitesse est suffisante, l'air presse la languette et agrandit l'ouverture; alors la languette, par son élasticité, revient dans sa position primitive, la dépasse, et ferme momentanément l'orifice, de sorte que la sortie de l'air se fait par intermittence; et si ces intermittences sont suffisamment rapprochées, il en résulte un son. On fait varier la longueur de la partie vibrante de la languette au moyen d'un frein *m*, garni d'une tige *ab*, par laquelle on le déplace. Les anches, telles

que nous venons de les décrire, ont toujours un son rauque et criard, qui provient du battement de la languette contre les bords de la rigole. M. Grenier est parvenu à faire disparaître ce défaut par une disposition très ingénieuse (*fig.* 288). La languette a une forme rectangulaire, et peut entrer exactement et sans toucher ses bords dans l'ouverture qui se trouve au dessous, de sorte que ses vibrations se font librement : par cette disposition, le son devient beaucoup plus doux et plus harmonieux. Un autre avantage de la disposition imaginée par M. Grenier, c'est que les dimensions de la languette et sa rigidité sont déterminées de manière qu'elle ne puisse jamais prendre plusieurs inflexions, en sorte que les variations de vitesse de l'air changent seulement l'intensité du son sans en changer le ton.

Dans les tuyaux d'orgues, l'embouchure et la colonne d'air vibrent à l'unisson ; mais le son émis diffère toujours par l'intensité et le timbre de celui qui serait rendu par l'embouchure, et ils diffèrent aussi en général par l'intonation : on est alors conduit à admettre que l'embouchure et la colonne d'air modifient réciproquement les sons qu'ils rendraient isolément. Le son rendu par une anche dépend de la longueur de la languette, de son élasticité, de son poids et de sa courbure ; il est indépendant de la vitesse du vent et de la nature du gaz qui la traverse : car le son provient uniquement des vibrations de la languette. Dans une embouchure de flûte, le son varie avec la forme et la nature du biseau, avec la grandeur de la lumière, la vitesse du vent et la nature du gaz. Quand les tuyaux ont une très grande longueur relativement à leur diamètre, et que l'air est ébranlé à une extrémité par un moyen quelconque, les sons que peut rendre le tuyau varient par sauts brusques, et ont entre eux des rapports déterminés, qui ne sont pas les mêmes pour les tuyaux fermés par un bout ou ouverts par tous les deux. Quand les tuyaux sont courts, ils peuvent rendre des sons continus, renfermés dans des limites d'autant plus étendues qu'ils sont plus courts, et qui varient avec le mode d'excitation et les dimensions des tuyaux, suivant des lois qui n'ont encore été déterminées que dans quelques cas particuliers.

424. *Lois de D. Bernouilli relatives à la vibration de l'air dans les tuyaux cylindriques.* Lorsque les tuyaux sont cylindriques, d'une grande longueur par rapport à leur diamètre, et qu'ils sont ébranlés à plein orifice, par exemple en excitant les vibrations par celles d'une plaque métallique dirigée perpendiculaire-

ment à l'axe, D. Bernouilli a démontré, pour les tuyaux fermés par un bout, 1° qu'un même tuyau pouvait produire les sons correspondants à des nombres de vibrations représentés par la suite des nombres impairs 1, 3, 5, 7, etc.; 2° que les sons de même ordre rendus par différents tuyaux correspondaient à des nombres de vibrations en raison inverse de la longueur des tuyaux; 3° que les sons rendus par un même tuyau résultaient de la division de la colonne d'air en parties égales, qui vibraient séparément et à l'unisson; 4° que l'orifice libre était toujours le milieu d'une partie vibrante; 5° que la longueur d'une partie vibrante était égale à la longueur de l'onde correspondante au son produit. Ces lois sont les mêmes pour les tuyaux ouverts par les deux bouts; seulement pour ces derniers les sons rendus par un même tuyau sont représentés par la suite des nombres naturels 1, 2, 3, 4, 5, 6, etc., et les deux extrémités du tuyau sont des milieux de tranches vibrantes. On désigne sous le nom de *nœuds* les surfaces de séparation des tranches vibrantes, et sous celui de *ventres*, les milieux de ces tranches vibrantes.

Les lois de D. Bernouilli ne sont exactes qu'autant que les tuyaux sont très longs, et que l'air est ébranlé à plein orifice; quand l'ébranlement a lieu par une anche ou une embouchure de flûte, les sons sont plus graves que ceux indiqués par les lois en question. Cet effet provient de ce que la tranche vibrante voisine de l'embouchure est toujours un peu plus courte que les autres, à cause du mode même d'embouchure, qui n'ébranle que partiellement cette première tranche.

Les lois de D. Bernouilli peuvent être vérifiées par l'expérience. Pour les tuyaux fermés par un bout, on emploie de longs tuyaux d'orgues à embouchure de flûte, renfermant un piston destiné à en faire varier la longueur, et au moyen duquel on peut reconnaître la position des nœuds : car lorsque le piston occupe la position d'un nœud, le son ne change pas. Pour les tuyaux ouverts par les deux bouts, on pourrait faire varier la longueur par la disposition des tuyaux de lunette, et on pourrait reconnaître la position des ventres en pratiquant dans la longueur du tuyau un grand nombre d'orifices qui seraient d'abord fermés, et qu'on déboucherait ensuite successivement : les ventres correspondraient à la position des orifices qui ne changeraient pas le son, et la position des nœuds s'ensuivrait nécessairement.

425. *Explication des lois de D. Bernouilli.* Soit $AA'BB'$ (*fig.* 289)

un tuyau cylindrique fermé en BB' et ouvert en AA'. Supposons que la lame d'air infiniment mince AA' entre et sorte alternativement avec des vitesses égales, pour produire dans la couche d'air qui est en contact avec elle les alternatives régulières de condensations et de dilatations nécessaires à la production du son : ces mouvements alternatifs de la lame d'air AA' donneront naissance à un série d'ondes sonores d'une longueur constante a, alternativement condensantes et raréfiantes, qui se propageront avec une vitesse uniforme vers le fond du tuyau sur lequel elles se réfléchiront, et reviendront sur elles-mêmes avec la même vitesse; et la longueur a de chaque onde sera égale à l'espace parcouru par le son pendant la durée d'une excursion de la lame mobile AA'. Considérons la série des ondes sonores lorsque le milieu de l'une d'elles est en contact avec le fond du tuyau; le commencement et la fin de l'onde dont le milieu s'appuie sur BB' coïncident, et il en est de même de toutes les extrémités des ondes incidentes et réfléchies. Ces coïncidences ont lieu, savoir : en C^{IV} à une distance $\frac{a}{2}$ du fond du tuyau, et dans les points C^{III}, C^{II}, C^{I}, C, éloignés les uns des autres de la quantité a. A l'instant que nous considérons, les densités et les vitesses des ondes élémentaires incidentes sont représentées par les ordonnées des courbes $Axyztuv$ et $A'x'y'z't'u'v'$, et les densités ainsi que les vitesses dans les ondes réfléchies sont également représentées par les ordonnées des courbes $A_ix_iy_iz_it_iu_iv_i$ et $x'_iy'_iz'_it'_iu'_iv'_i$. Cette dernière courbe est symétrique à celle qui représente les vitesses dans les ondes incidentes, parce que les directions des mouvements sont contraires dans les ondes incidentes et les ondes réfléchies. A cet instant, les couches d'air C^{IV}, C^{III}, C^{II}, C^{I}, n'éprouvent ni dilatation ni condensation, car les extrémités des ondes condensantes ou raréfiantes ne sont ni dilatées ni raréfiées; mais les lames d'air situées sur le fond BB' et au milieu des intervalles de coïncidence des extrémités des ondes en M^{III}, M^{II}, M^{I}, M, éprouvent une double condensation ou une double dilatation, à cause de la superposition des ondes élémentaires, incidentes et réfléchies, qui sont de même nature à la même distance du fond du tuyau.

Examinons maintenant ce qui arrivera lorsque les ondes continueront leur mouvement de translation : par la section C^{IV} il passera toujours deux ondes élémentaires, l'une directe et l'autre réfléchie, qui seront toujours de nature contraire, c'est-à-dire, si l'une est condensante, l'autre sera raréfiante, et réciproquement;

et comme les parties de ces ondes qui passent simultanément à travers cette section sont à la même distance de leur origine, il en résulte que les forces raréfiantes et dilatantes sont égales, et, par conséquent, qu'elles se détruisent mutuellement. Par exemple, quand l'onde C''' C^{iv} se sera avancée d'une quantité *mu*, l'onde élémentaire dont la dilatation est représentée par *mn* se trouvera dans le plan C^{iv}, l'onde réfléchie C^{iv} M^{iv} se sera avancée de *B* vers *A* d'une quantité $u'm'=um$, et l'onde élémentaire dont la condensation est représentée par *m'n'* se trouvera en même temps dans la tranche C^{iv}. Il est facile de voir que la même chose aura lieu pour les autres sections C''', C'', C', C. Mais, pour toutes les sections intermédiaires, il passera toujours une onde incidente et une onde réfléchie de même nature, dont les effets s'ajouteront. Ainsi, les tranches C, C', C'', C''', C^{iv}, sont les seules qui restent dans un état uniforme de densité, et les condensations et les dilatations ne se manifestent que dans les tranches intermédiaires. Indépendamment des dilatations et des condensations, il se produit encore des déplacements qu'il est important d'examiner. Il est facile de voir que sur le fond du tuyau et aux points M''', M'', M', M, les vitesses de translation des ondes directes et réfléchies sont toujours égales et contraires, et par conséquent qu'elles se détruisent, de sorte que ces sections, qui éprouvent successivement toutes les périodes de dilatation et de condensation, restent immobiles. Mais il n'en est pas de même des sections C^{iv} C''', etc. : les ondes élémentaires incidentes et réfléchies qui les traversent en même temps sont toujours de nature contraire; et comme leurs vitesses de translation ont lieu dans des sens opposés, leurs effets s'ajoutent; de sorte que ces tranches, qui restent dans un état permanent de densité, éprouvent des mouvements périodiques et oscillatoires de translation. En résumant ce qui précède, la colonne aérienne *AB* se divise à partir du fond *B* en parties égales aux points M''', M'', M', M, qui vibrent séparément ; les extrémités de ces tranches vibrantes, qui portent le nom de *nœuds*, sont fixes; les condensations et les dilatations décroissent depuis les extrémités, où elles sont à leur maximum, jusqu'au milieu, où elles sont nulles; et les mouvements de translation décroissent, au contraire, depuis les milieux, où elles sont à leur maximum, jusqu'aux extrémités, où elles sont nulles. Le fond du tuyau est toujours un nœud de vibrations, et l'extrémité ouverte est nécessairement le milieu d'une tranche vibrante : car le caractère des ventres qui existent dans l'intérieur du tuyau est de

n'être point déplacés si le tuyau était percé dans le lieu qu'ils occupent : ainsi l'orifice libre doit être un ventre. S'il n'en était pas ainsi, les nœuds seraient déplacés à chaque instant et le tuyau ne résonnerait pas. On voit d'après cela que la dernière lame d'air doit entrer et sortir alternativement sans éprouver aucune variation de densité : cette tranche propage alors dans l'air environnant des ondes sonores qui ont la même longueur que celles qui se forment dans le tuyau.

Quand le tuyau est ouvert par les deux bouts, il semble au premier abord que les ondes doivent le traverser comme si l'air était libre, et que par conséquent la colonne ne peut pas se diviser en parties vibrantes ; mais il n'en est pas ainsi. En effet, considérons la tranche d'air infiniment mince qui se trouve à l'extrémité du tuyau : lorsque cette tranche éprouve une condensation, et qu'ensuite elle se détend, elle ne revient à sa densité primitive qu'autant que la tranche suivante, qu'elle a comprimée par sa détente, acquiert exactement la même force élastique, et c'est cette élasticité qui s'oppose à ce que la tranche en se détendant dépasse sa densité primitive en vertu de la vitesse acquise. Mais la couche d'air qui se trouve au delà du tuyau est indéfinie dans deux sens : par conséquent la compression qu'elle recevra de la dernière tranche d'air du tuyau se propagera latéralement, et elle ne réagira pas dans le sens de la propagation du mouvement avec la même force que si elle était limitée. Alors la dernière tranche d'air du tuyau éprouvera une dilatation, et cette dilatation donnera naissance à une onde dilatée en retour dans le tuyau, qui produira des effets analogues à l'onde réfléchie sur le fond d'un tuyau fermé par un bout, et pour déterminer les positions des nœuds il suffira dans la *fig.* 289 de changer le signe de la vitesse de l'onde en retour.

La position des nœuds dans les tuyaux fermés par un bout, ou ouverts par tous les deux, peut s'obtenir par un calcul très simple.

Nous avons démontré (397) que la vitesse des corps vibrants était représentée par la formule $v = A \sin \pi t$, A étant un nombre constant dépendant de l'amplitude des oscillations du corps sonore, t le temps compté à partir de l'origine d'une oscillation, et l'unité de temps la durée d'une vibration simple du corps, c'est-à-dire d'une allée ou d'un retour. D'après cela, la vitesse d'une onde élémentaire à une distance x du centre d'ébranlement à une époque t sera évidemment proportionnelle à celle du corps vibrant à une époque t, moins le temps que le son a mis à parcourir le chemin x, temps qui est évidemment égal à $\frac{x}{\lambda}$, λ représentant la longueur d'une onde. Ainsi la vitesse de l'onde élémentaire sera $v = A \sin \pi \left(t - \frac{x}{\lambda}\right)$. Désignons maintenant par u la

distance de l'onde élémentaire au fond du tuyau, et par l la longueur du tuyau, on aura $x = l - u$, et par suite $v = A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda} + \frac{u}{\lambda}\right)$. Pour l'onde réfléchie on aura évidemment $x = l + u$, et $v' = A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda} - \frac{u}{\lambda}\right)$, et, pour la vitesse v'' de la tranche d'air située à la distance x

$$v'' = v - v' = 2A \cos \pi \left(t - \frac{l}{\lambda}\right) \sin \pi \frac{u}{\lambda},$$

formule qui donne $v'' = 0$, quel que soit t, quand on a $u = \lambda$, $u = 2\lambda$, $u = 3\lambda$.... ; et v'' maximum aussi quel que soit t, quand $u = o$, $u = \frac{\lambda}{2}$, $u = \frac{3}{2}\lambda$, $u = \frac{5}{2}\lambda$ ...

Si le tuyau était ouvert par les deux bouts, la vitesse de l'onde réfléchie changerait de signe, et on aurait

$$v'' = v + v' = 2A \sin \pi \left(t - \frac{l}{\lambda}\right) \cos \pi \frac{u}{\lambda};$$

formule qui donne $v'' = 0$ quand $u = \frac{1}{2}\lambda$, $u = \frac{3}{2}\lambda$, $u = \frac{5}{2}\lambda$ ... ; et v'' maximum quand $u = o$, $u = \lambda$, $u = 2\lambda$, $u = 3\lambda$.....

426. Connaissant la disposition des nœuds de vibration dans les colonnes d'air, il est très facile de déterminer le rapport des sons qui peuvent se produire dans un même tuyau. Supposons d'abord que le tuyau soit fermé par un bout. S'il ne se forme qu'un seul nœud, il aura lieu sur le fond ; et comme l'extrémité libre doit être au milieu d'une tranche vibrante, la longueur du tuyau, que nous représenterons par l, devra être égale à la moitié d'une onde : la longueur de l'onde sera donc égale à $2\,l$. S'il se formait 2 nœuds de vibrations (*fig.* 290), *BM* serait égal à la longueur d'une onde, et *MA* à la moitié : par conséquent la longueur d'une onde serait égale à $\frac{2\,l}{3}$. S'il se formait 3 nœuds de vibrations (*fig.* 291), on trouverait de même que la longueur des ondes serait $\frac{2\,l}{5}$, et que pour 4, 5, 6 nœuds, etc., les ondes sonores auraient des longueurs représentées par $\frac{2\,l}{7}$, $\frac{2\,l}{9}$, $\frac{2\,l}{11}$, etc. Or les vitesses des battements sont en raison inverse des longueurs des ondes : par conséquent, les sons résultants seront entre eux comme la suite des nombres impairs, 1, 3, 5, 7, 9, etc. Si, par exemple, le son le plus grave, celui qui correspond à un seul nœud de vibration était *ut*, le tuyau ne pourrait rendre que les sons *sol*$_2$, *mi*$_3$, *la*$_3$ +, *ré*$_4$, *fa*$_4$♯ —, *la*$_4$♭ +, *si*$_4$, etc., qui correspondent à la série des nombres impairs. Les signes + et — indiquent que le son est un peu plus ou un peu moins élevé que la note qui précède.

En désignant par l la longueur du tuyau, par λ la longueur de l'onde, et par n le nombre des nœuds, on a en général

$$\lambda = \frac{2l}{2n - 1}.$$

Si le tuyau était ouvert par les deux bouts, pour un seul nœud de vibrations il y aurait de chaque côté deux demi-ondes : par conséquent, en représentant la longueur du tuyau par l, la longueur de l'onde sonore sera l. S'il y avait deux nœuds, il y aurait entre eux une onde complète, et une demi-onde de chaque côté : par conséquent, la longueur de l'onde serait $\frac{l}{2}$. On trouverait de même que pour 3, 4, 5... nœuds, la longueur de l'onde serait $\frac{l}{3}, \frac{l}{4}, \frac{l}{5}\ldots$ Par conséquent, les vitesses de vibrations sont comme les nombres 1, 2, 3, 4, 5, etc. ; de sorte que, si le son le plus grave était *ut*, les autres sons que le tuyau pourrait rendre seraient ut_1, ut_2, sol_2, ut_3, mi^5, sol_3, la_3+, ut_4, etc.

En conservant la notation precédente, on a généralement $\lambda = \frac{l}{n}$.

427. On pourrait aussi déterminer d'avance le son que doit rendre un tuyau, lorsqu'on connaît sa longueur et le nombre des nœuds de vibrations. En effet, le son parcourt 1024 pieds par seconde, et, l'*ut* le plus grave du piano ou du violoncelle correspondant à 128 vibrations par seconde, on obtiendra la longueur de l'onde sonore qui produit le son le plus grave de l'échelle harmonique en divisant 1024 par 128 : ce qui donne pour quotient 8,46 pieds. Cela posé, connaissant, d'après ce qui précède, la longueur absolue de l'onde sonore, longueur égale à la distance de deux nœuds consécutifs, en divisant 8,46 pieds par ce nombre, aussi estimé en pieds, le quotient représentera le son dans l'échelle harmonique, car les vitesses des vibrations sont en raison inverse de la longueur des ondes. Par exemple, si un tuyau fermé par un bout a 8 pieds, et s'il se forme 2 nœuds de vibrations, la longueur de l'onde sera $\frac{2l}{3}$ ou 16/3, le quotient de 8,46 par ce nombre sera 1,58 : par conséquent, le son rendu sera un peu au dessus de *sol*.

428. Dans les deux espèces de tuyaux dont nous venons de parler, plusieurs systèmes différents de vibrations peuvent exister en même temps, comme dans les vibrations transversales des cordes : c'est pourquoi on distingue souvent dans la résonnance d'un tuyau plusieurs sons plus aigus que le son fondamental.

429. *Les lois de Bernouilli ne sont vraies que pour les tuyaux très longs et ébranlés à plein orifice.* Lorsque les tuyaux sont courts, et qu'ils sont ébranlés à plein orifice, les tuyaux, pour rendre le même son par le même mode de division, doivent être d'autant plus courts qu'ils ont une plus grande section. Par exemple, il

résulte des expériences de M. Savart que, le son la_3, provenant d'ondes aériennes ayant 172 lignes 4/5 de longueur, est produit par des tuyaux ouverts aux deux bouts, ébranlés à plein orifice, ayant pour longueur 170, 156, 144, 132, 127 et 90 lignes, lorsque les diamètres sont de 15, 37, 54, 72, 96, et 125 lignes. M. Savart a également constaté que les tuyaux courts et d'un grand diamètre ébranlés à plein orifice vibrent sous l'influence des sons renfermés dans des limites d'autant plus éloignées que le tuyau est plus large relativement à sa longueur.

Ainsi, par exemple, un tuyau cubique peut rendre des sons qui embrassent un intervalle entier de quinte ; cependant dans les tuyaux très courts il y a toujours un son pour lequel la résonnance est plus grande que pour tous les autres. Lorsque les tuyaux ont des formes semblables, et que les masses d'air sont ébranlées de la même manière, les nombres de vibrations qu'elles exécutent dans le même temps sont réciproquement proportionnels aux dimensions linéaires des tuyaux (M. Savart). Lorsque, les tuyaux ayant même une assez grande longueur par rapport à leur section, les colonnes d'air ne sont pas ébranlées à plein orifice, qu'elles le sont ou par des embouchures de flûte ou par des anches, les tuyaux se divisent en parties qui vibrent isolément, comme l'indique la loi de Bernouilli ; mais alors la distance du premier nœud à l'orifice libre est plus petite que la moitié de la distance de deux nœuds, et cette dernière distance n'est plus égale à la longueur d'une onde.

On doit au même physicien les observations suivantes. Si on ferme graduellement l'orifice libre d'un tuyau ouvert par les deux bouts, et si en même temps on raccourcit le tuyau de manière que, quand l'orifice est entièrement fermé, la longueur du tuyau soit diminuée de moitié, on passe graduellement du son d'un tuyau ouvert par les deux bouts au son d'un tuyau ouvert par un seul. Dans les tuyaux prismatiques carrés à embouchure de flûte rendant le son le plus grave, il existe une surface nodale, ayant la forme d'un cylindre dont la base est à peu près elliptique, et dont l'axe est parallèle à l'embouchure du tuyau. Dans les tuyaux cubiques le petit axe est à peu près égal à la longueur d'une demi-diagonale, et le grand est double, et aboutit à l'embouchure. A mesure que le tuyau s'allonge, la petite diagonale se raccourcit, et dans les tuyaux très longs elle devient sensiblement égale au petit côté du tuyau. On peut dans ces tuyaux diminuer la largeur sans altérer le son : on doit alors considérer la

vibration de l'air dans ces tuyaux comme étant le résultat des vibrations partielles des lames d'air perpendiculaires à l'embouchure, ébranlées par un angle. Quand la hauteur de ces lames d'air est plus grande que 1/6 de la longueur, les nombres de vibrations sont sensiblement proportionnels à la racine carrée du produit des deux dimensions. Ces résultats sont les mêmes pour les tuyaux ouverts par les deux bouts ou par un seul ; ils sont également applicables à tous les tuyaux prismatiques ébranlés par toute l'étendue d'une arête. Ils ne le sont pas quand toutes les sections perpendiculaires à la ligne d'embouchure ne sont pas égales. Dans tous les cas, la direction du courant d'air est sans influence.

430. *Influence de la nature des tuyaux.* On avait admis depuis long-temps que la substance qui compose les tuyaux n'avait aucune influence sur le nombre des vibrations que peut produire la colonne d'air qu'ils contiennent. Mais cela n'est vrai que quand les tuyaux ont une très grande épaisseur ; dans le cas contraire, la substance même du tuyau entre aussi en vibration, et modifie le son que la colonne d'air rendrait si elle vibrait isolément. Ainsi, par exemple, le son des cors et des trompettes diffère de ce qu'il serait dans un tuyau plus résistant, non seulement sous le rapport du timbre, mais sous celui de l'acuité : aussi, dans ces instruments on sent les parois frémir sous la main. Dans les tuyaux dont les parois sont membraneuses, le son diffère également de ce qu'il serait si la paroi était rigide ; et il paraît qu'en variant la tension et l'épaisseur des parois, on peut obtenir tous les sons. Par exemple, des tuyaux de 1 pied de longueur et de 9 lignes de diamètre, formés de feuilles de papier collé, en nombre croissant de 2 à 12, rendent des sons qui s'élèvent de *sol*$_2$ à *si*$_3$. Ainsi, si on pouvait construire un tuyau dont l'élasticité des parois pût varier à volonté, on pourrait produire des sons renfermés dans des limites très étendues. Ces variations proviennent uniquement des vibrations des parois, puisque, dans les expériences que nous avons rapportées, l'élasticité seule des parois était changée ; d'ailleurs on peut reconnaître directement que les parois entrent en vibration en y répandant du sable fin. La qualité du son des tuyaux membraneux a quelque chose de particulier : elle participe de celle des tuyaux de flûte et de celle des tuyaux à anche.

Il est facile de voir d'après ce qui précède que, si on faisait résonner différents gaz dans un même tuyau long et étroit fermé par un bout, pour le même mode de division on obtiendrait des sons d'autant

plus aigus que la vitesse du son dans le gaz serait plus grande : car les ondes sonores qui se propageraient dans l'air auraient pour longueur le chemin parcouru par le son dans l'air, pendant qu'il parcourt la distance de deux nœuds dans le tuyau. Ainsi le son serait beaucoup plus aigu en faisant parler le tuyau avec du gaz hydrogène, qu'avec tout autre gaz, puisque la vitesse du son dans les gaz est en raison inverse de la racine carrée de leur densité (398): c'est de cette circonstance que dépend très probablement l'acuité singulière que prend la voix humaine, lorsqu'on a rempli les poumons de gaz hydrogène.

431. *Détermination de la vitesse du son dans les différents gaz par la résonnance des tuyaux.* Si la théorie de Bernouilli était applicable aux tuyaux à embouchure de flûte, il serait très facile de déterminer la vitesse du son dans les différents gaz : il suffirait de faire parler successivement un même tuyau avec différents gaz, et de déterminer par la syrène le nombre de vibrations produites par secondes, et, à l'aide d'un piston mobile, la position des nœuds. La distance de deux nœuds voisins serait égale au chemin parcouru par le son dans le gaz pendant la durée d'une vibration; mais, en déterminant ainsi la vitesse du son dans l'air, on trouve un nombre un peu plus petit que celui qui résulte des expériences directes. Cette différence provient de ce que les surfaces nodales qui s'établissent quand le tuyau est ouvert ne sont pas de la même forme, et n'occupent pas le même lieu lorsqu'on obtient le même son du tuyau après l'introduction du piston, probablement parce qu'elles ne sont pas planes.

Il semblerait d'après cela que, par la résonnance des colonnes d'air renfermées dans les tuyaux, il est impossible d'arriver à une détermination exacte de la vitesse du son dans les gaz. Mais M. Dulong ayant reconnu par des expériences multipliées, faites avec l'exactitude qui caractérise tous les travaux de cet habile physicien, que dans un même tuyau, dans lequel on fait résonner différents gaz, dans les mêmes circonstances, les lignes nodales occupent exactement le même lieu, il en résulte que les nombres des vibrations des sons rendus par le même tuyau, parlant avec différents gaz, sont proportionnels aux vitesses de propagation du son dans ces divers fluides. Alors connaissant la vitesse du son dans l'air, on peut facilement calculer celle du son dans les autres gaz sur lesquels on a opéré. C'est ainsi que M. Dulong a trouvé les nombres que nous avons rapportés (406).

432. *Vibration de l'air dans les tuyaux non prismatiques.* Dans les tuyaux de diamètre inégal, fermés par un bout ou ouverts par tous les deux, la colonne d'air se divise encore en parties qui vibrent séparément; mais ces parties ne sont plus égales, leur longueur dépend de la forme du tuyau.

Tous les instruments à vent sont des tuyaux ouverts par les deux bouts ou fermés par un seul. Lorsque la longueur du tuyau est constante, les sons successifs que le tuyau peut rendre sont d'autant plus éloignés les uns des autres, qu'ils se rapprochent davantage du son fondamental, et c'est seulement dans les tons très élevés que l'on peut trouver les notes consécutives de la gamme, ainsi que les sons intermédiaires : c'est ce qui arrive pour la trompette. Mais pour tous les autres on obtient les sons consécutifs, à partir du son le plus grave, 1° en allongeant ou en raccourcissant directement le tuyau, comme dans le trombonne; 2° en produisant le même effet au moyen de trous latéraux, comme dans la flûte, la clarinette, etc.; 3° en modifiant l'ouverture du tuyau avec la main, comme dans le cor.

Les cornets acoustiques sont des tuyaux coniques contournés, dont les personnes qui ont l'ouïe dure se servent pour entendre; elles en placent l'extrémité dans l'oreille. Le porte-voix est formé d'un cône droit évasé; lorsqu'on parle au sommet du cône, le son se propage dans la direction de l'axe du cône, avec une intensité beaucoup plus grande que dans toute autre direction. C'est à M. Poisson que l'on doit la première explication de l'effet de ces instruments. Il résulte du calcul que, quand une colonne d'air renfermée dans un tube est ébranlée par une de ses extrémités, suivant la forme du tube, l'amplitude d'excursion des particules situées à l'autre extrémité peut devenir beaucoup plus grande dans un certain sens, par exemple suivant l'axe du tube, qu'elle n'aurait pu l'être si l'ébranlement eût été direct. Ces particules agissent alors beaucoup plus énergiquement sur l'air environnant, suivant la direction de l'accroissement de vitesse qui leur a été imprimée. On explique ordinairement l'effet du porte-voix en disant que les ondes sonores, par les nombreuses réflexions qu'elles éprouvent dans le cône, se rapprochent toujours davantage de la direction d'un plan perpendiculaire à l'axe, et qu'alors les mouvements élémentaires, étant peu divergents, s'affaiblissent peu en s'éloignant. Mais cette explication est insuffisante, car le renforcement du son est le même quand le cône est remplacé par un cylindre; d'ailleurs cette expli-

cation ne rend pas compte de l'influence de la partie conique plus évasée qui termine l'instrument.

433. Lorsqu'on brûle du gaz hydrogène ou de l'hydrogène carboné à l'extrémité d'un tube effilé, et qu'on introduit la flamme par l'extrémité inférieure et à quelques centimètres dans un grand tube de verre vertical, il se produit un son d'une assez grande intensité. Les flammes de l'alcool et de l'éther produisent le même effet; mais on réussit plus facilement avec la flamme de l'hydrogène. La flamme d'une bougie ne jouit pas de la propriété dont il est question. Il paraît que ce phénomène provient des vibrations de la flamme, qui se communiquent à la colonne d'air renfermée dans le tuyau; mais cette explication est bien incomplète.

§ IV. *Vibrations des cordes.*

434. *Vibrations transversales des cordes.* L'appareil dont on se sert pour faire vibrer les cordes porte le nom de *monocorde* ou de *sonomètre.* Cet appareil peut être disposé de deux manières différentes, suivant que la corde doit être verticale ou horizontale; la fig. 281 *A* représente cette dernière disposition. La corde *AB* est fixée par une de ses extrémités, l'autre s'enroule sur une poulie très mobile et porte un poids qui produit la tension de la corde; les supports sont placés sur une caisse vide, en bois mince et sonore, afin de renforcer le son produit par la corde : nous verrons plus tard, en effet, que les cordes ainsi disposées tendent à faire vibrer à leur unisson les corps solides avec lesquels elles sont en contact. On fixe la longueur de la corde au moyen de deux chevalets dont l'un est mobile, et on la met en vibration au moyen d'un archet ou en la pinçant.

La rapidité des vibrations de la corde, supposée homogène et d'un même diamètre dans toute son étendue, dépend de sa nature de sa longueur, de son poids et de celui qui produit sa tension. On trouve par le calcul que, pour les cordes de même matière, de même grosseur et également tendues, les nombres de vibrations qui ont lieu dans le même temps sont en raison inverse des longueurs, et que, pour des cordes de même matière, de même diamètre et de même longueur, les nombres de vibrations produites dans le même temps sont proportionnels aux racines carrées des poids qui produisent les tensions.

En désignant par l la longueur de la corde, par p son poids, par P le poids qui produit la tension, et par n le nombre des vibrations exécutées dans l'unité de temps, on a

$$n = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{gP}{pl}}.$$

Le poids p étant proportionnel à l, on voit que n est en raison inverse de l.

On pourrait vérifier ces lois en prenant des cordes suffisamment longues, afin qu'elles produisent des vibrations assez lentes pour être comptées; on pourrait aussi, par ce moyen, déterminer le nombre absolu des vibrations des sons; mais ce procédé ne serait pas à beaucoup près aussi exact que celui que nous avons indiqué en parlant de la syrène.

435. *Vibrations longitudinales des cordes.* Lorsqu'une corde est fortement tendue par ses extrémités, on peut y exciter des vibrations longitudinales en frottant la corde dans le sens de sa longueur avec les doigts enduits de colophane, ou au moyen d'un archet très incliné sur sa direction. Dans ce mode de vibrations, la matière des cordes éprouve des condensations et des dilatations analogues à celles qui se produisent dans les vibrations de l'air renfermé dans un tuyau. Les vibrations longitudinales peuvent donner naissance à différents sons, suivant le mode de division qu'éprouve la corde; le mode de vibration le plus simple est représenté par la fig. 295. Toutes ces tranches ont un mouvement simultané qui les porte successivement vers les deux extrémités: quand elles vont de A en B, il y a dilatation en A et condensation en B; c'est le contraire quand le mouvement a lieu de B en A. Dans l'un et l'autre cas le mouvement de translation des tranches est nul aux extrémités, et va en croissant à mesure qu'elles s'approchent du centre, où elles conservent leur densité, mais où le mouvement de translation est à son maximum. Le second mode de vibration est représenté par la fig. 296. La corde se divise en deux parties égales, dans lesquelles les mouvements sont opposés, et qui sont séparées par une tranche N, qui reste immobile, mais qui éprouve le maximum de condensation ou de dilatation; la corde pourrait également se diviser en trois, quatre, ou en un plus grand nombre de parties vibrant isolément (*fig.* 297 et 298). Pour produire à volonté ces différents modes de vibration, il faut toucher légèrement avec le doigt les parties qui doivent rester en repos.

Les sons obtenus par les vibrations longitudinales ont entre eux les mêmes rapports que ceux qui résultent des vibrations transversales; les nombres de vibrations sont en raison inverse des lon-

gueurs des parties vibrantes: par conséquent, si la corde se divise en 1, 2, 3, 4, 5, etc., parties égales, les sons produits seront représentés par les mêmes nombres; mais les sons que l'on obtient ainsi sont beaucoup plus aigus que ceux qui résultent des vibrations transversales.

En désignant par n' le nombre des vibrations produites par seconde, on a

$$n' = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{gk}{pl}},$$

dans laquelle g, p et l ont la même signification que pour les vibrations transversales; k représente le poids qu'il faudrait employer pour doubler la longueur de la corde, en supposant que la loi de son extension fût constante. En comparant cette formule avec celle qui est relative aux vibrations transversales, on trouve

$$n' = n\sqrt{\frac{k}{P}}.$$

Comme k est toujours très grand par rapport à P, il en résulte que les sons résultant des vibrations longitudinales d'une corde sont beaucoup plus aigus que ceux qui proviennent des vibrations transversales.

§ V. *Vibrations des corps rigides.*

436. *Procédés pour mettre les corps solides en vibrations sonores.* Pour qu'un corps solide soit mis en vibrations sonores, il ne suffit pas de l'ébranler d'une manière quelconque; dans chaque cas particulier il y a un mode d'ébranlement plus favorable que tous les autres. En général, la condition à remplir est d'imprimer à une portion quelconque du corps une vive agitation : elle se communique bientôt à la masse entière, et le son éclate.

Lorsqu'un corps est terminé par des bords minces, on peut le mettre en vibration en passant transversalement sur ses bords un archet enduit de colophane : c'est ce que l'on peut facilement vérifier sur des lames de bois, de métal ou de verre; pour ces dernières, il est nécessaire que les bords soient usés à l'émeri. On peut aussi exciter des vibrations dans les corps vitreux en les frottant vivement avec un drap mouillé, ou avec le doigt : cette dernière méthode est mise en usage dans l'instrument appelé *harmonica;* il est composé, comme on sait, d'une série de verres à pied que l'on fait résonner en promenant le doigt sur leur bord.

On peut aussi mettre les corps en vibration sonore en fixant sur un point quelconque de leur surface une tige solide ou une corde tendue que l'on met immédiatement en vibration, et qui communique son mouvement au corps avec lequel elle est en contact. C'est ainsi que l'on peut mettre en vibration une coupe sur les bords de

laquelle on a assujetti, d'une manière quelconque, une tige de verre ou de métal sur laquelle on promène un archet. C'est ainsi qu'une plaque solide, à travers laquelle passe une corde tendue, est mise en vibration par les mouvements imprimés directement à la corde.

Lorsque les corps rigides ont deux dimensions très petites par rapport à la troisième, c'est-à-dire quand ils ont la forme d'un prisme très allongé, ils ne peuvent produire comme les cordes et les longues colonnes d'air que des sons fixes. Mais quand une seule dimension est très petite relativement aux autres, comme dans les plaques minces, les membranes tendues, ou quand toutes les dimensions sont comparables, les corps peuvent produire tous les sons ; seulement il y en a toujours qu'ils rendent plus facilement ou avec plus d'intensité que les autres; mais les corps en tiges ou plaques minces résonnent beaucoup mieux que sous toute autre forme.

437. *Mouvements produits par les vibrations des corps rigides.* On distingue ordinairement deux espèces de mouvements vibratoires dans les corps rigides : les uns s'exécutent perpendiculairement à la surface des corps; les autres se manifestent parallèlement aux plans tangents, et par conséquent perpendiculairement aux premiers. On peut facilement reconnaître l'existence de ces deux genres de vibrations en recouvrant la surface vibrante avec du sable fin : lorsque les vibrations sont normales, la poussière est projetée verticalement à une hauteur plus ou moins considérable; et lorsqu'elles sont tangentielles, la matière pulvérulente glisse sur la surface vibrante sans jamais la quitter. Dans l'un et l'autre cas elle se réunit sur des lignes de repos, qu'on désigne sous le nom de *lignes nodales*, et dont nous parlerons bientôt. Les expériences qui ont conduit à la distinction de ces deux espèces de mouvements vibratoires ne démontrent pas cependant qu'il n'en existe pas qui soient inclinés à la normale et au plan tangent; elles ne font rien non plus préjuger sur ce qui se passe en dessous de la surface. Mais nous verrons bientôt qu'il n'existe réellement dans les corps qu'une seule espèce de mouvement vibratoire, qui, selon que sa direction est parallèle, perpendiculaire ou oblique aux faces du corps, donne naissance aux vibrations longitudinales, transversales ou obliques. Cependant, comme la division des mouvements vibratoires dont il s'agit facilite beaucoup l'intelligence des phénomènes, nous la conserverons.

438. *Vibrations transversales des verges élastiques droites.* Les verges élastiques droites, de verre ou de métal, sont suscepti-

bles d'éprouver, comme les cordes, des vibrations longitudinales et des vibrations transversales. On les met en vibrations transversales en les fixant par une de leurs extrémités, et passant un archet à l'extrémité libre. La verge peut se sous-diviser, comme les cordes, en parties qui vibrent séparément; il suffit pour cela de la toucher légèrement avec le doigt en un point où il doit se former un nœud, et de promener un archet au milieu d'une des parties qui doivent vibrer. Si on emploie des verges plates, en répandant du sable sur leur surface, il se réunira dans les lignes de repos, et rendra ainsi sensibles à l'œil les divisions spontanées. A mesure que la verge se sous-divise en un plus grand nombre de parties, le son devient plus aigu, et l'acuité croît dans un plus grand rapport que dans les cordes, et suivant des lois qui varient avec la manière dont la lame est fixée ou appuyée.

Lorsqu'une des extrémités de la verge est fixe, et que l'autre est libre, le mode de vibration le plus simple est représenté fig. 299 : elle donne alors le son le plus grave. Dans les fig. 300 et 301 il y a un et deux nœuds.

Dans tous les modes possibles de vibrations transversales des lames droites dont les longueurs, les épaisseurs et la matière diffèrent, l'influence de ces différents éléments de la verge est la même quand les lames sont fixées ou appuyées de la même manière, et que le nombre des nœuds est le même. Pour les verges de même matière qui ne diffèrent que par leurs longueurs et leurs épaisseurs, les nombres de vibrations dans le même temps sont proportionels aux épaisseurs et en raison inverse des carrés de leurs longueurs : les largeurs n'ont point d'influence. Si les longueurs étaient égales, les vitesses des vibrations seraient seulement proportionnelles aux épaisseurs, de sorte que les lames les plus épaisses rendent les sons les plus aigus.

Soient e l'épaisseur de la lame, l sa longueur, ρ la rigidité de la substance, δ sa densité, g la gravité, et n un nombre entier constant pour chaque mode de vibration, mais dont la valeur absolue variera d'un mode à un autre, suivant le nombre des nœuds et la nature des circonstances initiales, et N le nombre des vibrations faites en une seconde : on a

$$N=\frac{n^2 e}{l^2}\sqrt{\frac{g\rho}{\delta}}.$$

439. *Vibrations longitudinales des verges élastiques droites.* Les verges élastiques peuvent vibrer longitudinalement comme les cordes, les nœuds se forment de la même manière, et tous les dé-

tails que nous avons donnés sur les cordes s'appliquent exactement aux verges ; seulement il n'est point nécessaire de les fixer par les deux extrémités. On peut les fixer par une seule, ou seulement les soutenir par un ou plusieurs points, qui deviennent alors des nœuds, et les faire vibrer par des frictions longitudinales ou par des chocs dirigés dans le sens de la longueur. Le son le plus grave est produit par le mode de vibration le plus simple, dans lequel toutes les tranches sont alternativement dilatées et contractées ; pour le produire on serre une des extrémités de la verge dans un étau, et on la frotte longitudinalement. On voit que ce mode de vibration est absolument semblable à celui de l'air dans un tuyau fermé par une de ses extrémités, lorsque le tuyau rend le son le plus grave. Si on suspend la verge par son milieu, les deux bouts étant libres, les vibrations ont alors la plus grande analogie avec celles d'une colonne d'air renfermée dans un tuyau ouvert par les deux bouts, quand il ne se forme qu'un seul nœud : aussi le son rendu par le dernier mode de vibration est l'octave aiguë du son rendu par le premier, comme pour les colonnes d'air.

Le rapport des vibrations transversales aux vibrations longitudinales dépend de la forme des verges ; M. Poisson l'a déterminé dans le cas des verges cylindriques et des verges parallélipipédiques. Pour une verge libre par les deux bouts, rendant le son le plus grave, en représentant par l sa longueur, par n le nombre des vibrations longitudinales, par n' le nombre des vibrations transversales, et par e l'épaisseur de la verge, on aura :

Pour les verges parallélipipédiques, $n' = (2{,}05610)\,\dfrac{ne}{l}$;

Pour les verges cylindriques, $n' = (1{,}78063)\,\dfrac{ne}{l}$.

Ces formules se sont trouvées parfaitement d'accord avec des expériences faites par M. Savart. (*Annales de chimie et de physique*, t. XXXVI, p. 87.)

L'analogie que nous venons de reconnaître entre les vibrations des verges et celles des colonnes d'air conduit à une méthode très simple pour déterminer la vitesse de transmission du son dans les corps solides. En effet, si on fait résonner un tuyau ouvert par les deux bouts et une tige métallique de même longueur soutenue par son milieu, de manière que les deux corps rendent le son le plus grave, en désignant par a et a' les nombres de vibrations des deux sons dans une seconde, il résulte de ce qui précède que le son parcourt la longueur du tuyau dans $\frac{1''}{a}$, et la longueur de la verge dans $\frac{1''}{a'}$. Alors les vitesses du son dans l'air et dans la tige seront en raison inverse des temps employés pour parcourir des longueurs égales, et on aura

$v : v' :: a : a'$. Par exemple, en prenant une verge d'argent de deux pieds du Rhin de longueur, et en la faisant vibrer comme nous venons de le dire, on obtient $ré_6$; et un tuyau de même longueur, ouvert par les deux bouts, donne ut_3. Or ce dernier son est représenté par 4, et $ré_6$ l'est par $\frac{9}{8} \times 2^5 = 36$. Ainsi la vitesse du son dans l'argent est égale à celle de l'air multiplié par $\frac{36}{4}$: elle est donc neuf fois plus grande. C'est par ce procédé que Chladni a trouvé la vitesse du son dans un grand nombre de corps solides : nous avons cité le résultat de ses expériences (409). La vitesse du son ainsi obtenue n'est cependant point égale à celle qui aurait lieu dans une masse indéfinie dans tous les sens; M. Poisson a démontré que cette dernière est plus grande, dans le rapport de $\sqrt{6}$ à $\sqrt{5}$.

440. M. Savart a fait sur les vibrations longitudinales des verges des observations très curieuses que nous allons rapporter.

Lorsqu'on fait vibrer longitudinalement une verge longue et plate, soutenue par son milieu, de manière à lui faire rendre le son le plus grave, si la largeur n'excède pas 2 centimètres, il se forme des lignes nodales nombreuses, perpendiculaires à la direction de la verge, qui n'appartiennent point au mode de subdivision qui produit le son : car on ne peut les toucher en un point quelconque sans altérer le son, et ces lignes ne se correspondent pas sur les deux faces opposées. Quand l'épaisseur de la verge est de 4 à 5 millimètres, les lignes nodales de la face inférieure sont placées au milieu des intervalles qui séparent les lignes nodales voisines de la face supérieure. Les lignes nodales secondaires éloignées des nœuds se prononcent plus facilement et plus nettement que les autres : leur nombre dépend de la substance de la verge, de ses dimensions, et du son qu'on lui fait rendre; elles augmentent avec l'accroissement de longueur et la diminution d'épaisseur. Lorsque la largeur de la lame excède 2 centimètres, les lignes nodales se courbent aux extrémités en sens contraire, se joignent, et forment des espèces de V. Les mêmes phénomènes se présentent sur les membranes tendues, longues et étroites.

Pour observer les lignes nodales secondaires sur des tiges cylindriques, on emploie de petits anneaux de papier très étroits, et on marque leurs positions sur chaque arête du cylindre. On trouve ainsi que les lignes nodales forment des hélices symétriques autour de chaque nœud. Ces lignes sont très faciles à reconnaître dans les tubes de verre de 1 à 2 mètres de longueur et de 1

à 2 centimètres de diamètre, que l'on soutient par leur milieu, et qu'on ébranle en les frottant avec un morceau de drap mouillé. Il se forme également des lignes nodales sur la surface intérieure ; on peut les reconnaître avec du sable. Elles sont aussi en hélice, comme celles de la surface extérieure ; mais ces lignes ne se correspondent pas.

M. Savart regarde ces lignes héliçoïdales comme appartenant à des sons secondaires qui ne peuvent pas être produits directement.

441. *Vibrations des verges courbes.* Lorsqu'une verge courbe est en vibrations sonores, le son rendu dépend non seulement de la longueur et de l'épaisseur de la verge, mais encore de sa courbure. On n'emploie dans les arts qu'une seule espèce de verge courbe, qu'on nomme *diapason.* Il sert à régler le ton des instruments de musique ; il est disposé comme l'indique la fig. 303. Les deux branches *AB* et *CD* sont convergentes, et, par conséquent, plus voisines vers leurs extrémités *A* et *C* que vers leurs bases ; on introduit entre elles un cylindre de bois *M*, qui peut entrer librement vers *BD*, mais qui ne peut sortir par *AC* qu'en écartant les verges : par conséquent, en le faisant sortir rapidement, les deux tiges se mettent en vibrations. On augmente l'intensité du son en appuyant l'instrument sur une caisse sonore. Comme le mode d'ébranlement de cet instrument est toujours le même, il en résulte qu'il rend toujours le même son, et, par conséquent, fournit un type invariable pour régler le ton des instruments, en accordant avec lui la note qui forme son unisson. On fait des diapasons qui sont composés de douze verges courbes, graduées de manière à rendre exactement les douze demi-tons moyens dont se compose un octave dans le système de tempérament égal. Au moyen de cet instrument, on accorde les harpes et les pianos avec la plus grande facilité ; on commence par mettre à l'unisson des diapasons les sons qui y correspondent, et tous les autres se déduisent des premiers par des accords d'octave.

442. *Vibrations des corps rigides de forme quelconque.* Lorsqu'un corps rigide de forme quelconque est mis en vibration, de manière à donner naissance à un son soutenu, le corps se partage en un certain nombre de parties, qui vibrent séparément à l'unisson comme les cordes et les verges. Les surfaces de séparation de ces différentes parties ne participent point au mouvement et restent par conséquent immobiles ; leurs intersections avec les surfaces du corps portent, comme nous l'avons déjà dit, le nom de *lignes*

nodales. On peut facilement reconnaître leur existence et leurs formes sur les surfaces horizontales en y répandant du sable fin : les mouvements tangentiels ou normaux le jettent sur les lignes nodales.

Pour produire facilement ces lignes nodales et les varier à volonté, on prend des plaques de verre ou de métal de différentes formes, on les presse légèrement entre les mâchoires d'un étau par deux points opposés des deux surfaces, et on promène un archet perpendiculairement sur un point du contour, en appuyant les doigts sur quelques uns des points par lesquels les lignes nodales doivent passer. Chladni a beaucoup varié ces expériences; il les a appliquées à des plaques de différentes formes. Les figures 304 et 305 représentent quelques unes des figures qu'on obtient facilement avec des plaques carrées et circulaires. Les figures les plus simples sont celles qui correspondent aux sons les plus graves. Lorsque les lames sont en verre, les bords doivent être usés à l'émeri. Pour les figures les plus simples, on peut employer des plaques de 3 pouces de largeur; mais, pour celles qui sont plus compliquées, les plaques doivent être plus grandes.

M. Savart, à qui l'on doit tant de découvertes importantes dans l'acoustique, a fait des expériences nombreuses sur les vibrations transversales des plaques; nous rapporterons les principaux faits qu'il en a déduits.

443. Lorsque les plaques semblables produisent des figures semblables, les nombres de vibrations sont en raison inverse des surfaces.

Les poudres très fines, telles que celle de lycopode, s'accumulent sur les parties des plaques qui sont dans la plus grande agitation. M. Savart pense que les figures tracées par les poudres fines sont des lignes nodales appartenant à des sons qui accompagnent le son fondamental. M. Faraday pense que ces lignes proviennent des courants d'air qui se produisent pendant les vibrations des plaques et qui entraînent les poudres très légères, car ces lignes nodales secondaires ne se forment pas dans le vide.

444. Un corps quelconque est susceptible de se diviser en parties vibrantes à l'unisson, disposées d'une infinité de manières différentes; et tous ces modes de division peuvent se transformer les uns dans les autres par des nuances insensibles, de sorte que chaque corps peut toujours vibrer de manière à rendre un son quelconque, et un même son peut être donné par plusieurs modes de di-

vision. Ainsi on ne doit admettre l'existence des séries déterminées de son pour chaque corps d'une forme donnée qu'avec la restriction que le caractère propre des modes de subdivision demeure le même. Les divisions s'obtiennent avec une extrême facilité dans les membranes et dans les corps rigides réduits en lames minces, à cause de l'amplitude des vibrations de ces corps.

445. La forme et la disposition des lignes nodales dépendent de la forme du corps, du mode d'ébranlement, des points fixes, et, quand l'élasticité n'est pas la même dans tous les sens, de la position des axes d'élasticité.

Lorsqu'un élément plan très petit, pris à la surface ou dans l'intérieur d'un corps, est ébranlé normalement, la réaction due à l'élasticité n'a pas toujours lieu dans la direction de la pression. On démontre en mécanique que, quelle que soit la loi suivant laquelle la direction de la réaction varie par le changement de la direction de la pression, il existe toujours trois directions, perpendiculaires entre elles, suivant lesquelles la réaction a lieu dans le sens de la pression. Ces lignes portent le nom d'*axes d'élasticité*. En désignant sous le nom d'*élasticité*, dans une certaine direction, le rapport entre la force développée dans cette direction et le chemin parcouru pour la développer, un des axes d'élasticité est la direction du maximum d'élasticité, un autre celle du minimum, et le dernier celle de l'élasticité moyenne. Lorsque l'élasticité est égale dans la direction de deux axes, l'élasticité de la matière est la même dans toutes les directions parallèles aux plans des deux axes; quand l'élasticité est la même dans les directions des trois axes, elle est la même dans toutes les directions. Dans les corps d'une structure régulière, tels que les cristaux, les axes d'élasticité ont la même direction dans tous les points; mais dans les autres elle change d'un point à un autre. Dans le bois, l'axe de maximum d'élasticité est parallèle aux fibres; l'axe moyen est perpendiculaire aux couches annuelles, et l'axe minimum est perpendiculaire aux fibres et parallèle aux couches.

M. Savart a démontré l'influence de la position des axes d'élasticité de la manière suivante. Si on prend une plaque circulaire d'une matière bien homogène, en la tenant par son centre on pourra obtenir des lignes nodales formées par un nombre quelconque de diamètres ou de cercles concentriques; et la même figure pourra être placée d'une manière quelconque sur la lame, c'est-à-dire une des

lignes diamétrales pourra passer par un point quelconque de la circonférence; mais il n'en serait plus ainsi si la lame n'avait pas la même élasticité dans toutes les directions. Si on prend, par exemple, une lame de cuivre circulaire, dont la surface soit couverte d'un grand nombre de raies profondes et parallèles, il ne peut se former deux lignes nodales perpendiculaires qu'autant qu'une de ces lignes est dirigée parallèlement aux raies ; et, si on ébranle la plaque à l'extrémité du diamètre perpendiculaire aux raies, il se forme deux lignes nodales courbes ayant la forme des deux branches d'une hyperbole (*fig.* 305 A), et dont l'axe réel est perpendiculaire aux raies. Les plaques de bois circulaires dans lesquelles les faces sont parallèles aux fibres présentent le même phénomène.

Presque tous les corps, les métaux fondus, laminés, le verre, la résine, l'ardoise, etc., se comportent comme les lames de bois taillées parallèlement aux fibres ; et, chose remarquable, des plaques circulaires prises dans la même feuille, ou tirées d'une même masse coupée dans différentes directions, produisent des lignes nodales qui ne se correspondent point. M. Savart n'a trouvé, parmi les nombreuses substances qu'il a examinées, qu'une seule substance qui, en plaque circulaire, produisît deux lignes nodales perpendiculaires pouvant occuper toutes les positions possibles : c'est la cire d'Espagne. Il paraît que, dans le verre, les métaux, le soufre, il se forme, à l'instant de la solidification, des cristaux groupés régulièrement dans une certaine étendue, mais dans une direction variable. Il paraît aussi que les molécules ne prennent pas immédiatement après la solidification des dispositions fixes, et que l'arrangement final exige un certain temps : car les corps, immédiatement après leur solidification, résonnent moins qu'après quelques jours.

446. Les expériences que nous avons rapportées, sur des plaques circulaires de cuivre striées, ou sur les plaques de bois taillées parallèlement aux fibres, font voir l'influence de l'inégale élasticité des lames, quand deux des axes d'élasticité sont parallèles à la lame; mais il était important de reconnaître, en général, l'influence de la position des trois axes d'élasticité par rapport à la direction de la lame. Les expériences ont été faites sur des morceaux de bois pris dans des troncs d'un très grand diamètre, et taillés parallèlement aux fibres. Les couches annuelles concentriques ayant

un très grand diamètre, les trois axes d'élasticité dans ces blocs étaient dirigés parallèlement aux fibres, parallèlement aux rayons, et perpendiculairement à ces deux directions. Pour déterminer les élasticités dans les directions des axes, M. Savart fit tailler de petites verges prismatiques égales dans ces trois directions, et il en détermina l'élasticité en comparant les nombres de vibrations qu'elles exécutaient dans le même temps, par des vibrations transversales correspondantes au même mode de division : car ces nombres de vibrations sont comme les racines carrées de la résistance à la flexion, ou, ce qui est la même chose, la résistance à la flexion varie comme le carré des nombres d'oscillations. En opérant sur un morceau de bois de hêtre, en représentant par l'unité la résistance perpendiculaire aux fibres et dans le plan des couches ligneuses, qui est la plus petite, la résistance perpendiculaire aux couches annuelles était 2,25, et 16 dans la direction des fibres. Voici maintenant les résultats auxquels M. Savart est parvenu, en faisant vibrer des plaques circulaires taillées dans différentes directions.

1° Lorsqu'un des axes d'élasticité se trouve dans le plan de la lame, l'une des figures nodales se compose toujours de deux lignes droites qui se coupent à angle droit, et dont l'une se place constamment sur la direction même de cet axe.

2° Lorsque la lame ne contient aucun des axes dans son plan, les deux figures nodales sont constamment des courbes hyperboliques ; jamais il n'entre de lignes droites dans leur composition.

3° Les nombres de vibrations qui accompagnent chaque mode de division sont, en général, d'autant plus élevés que l'inclinaison de la lame sur l'axe de plus grande élasticité devient moindre.

4° La lame qui donne le son le plus aigu, ou qui est susceptible de produire le plus grand nombre de vibrations, est celle qui contient dans son plan l'axe de plus grande élasticité et celui de moyenne élasticité.

5° La lame qui est perpendiculaire à l'axe de plus grande élasticité est celle qui fait entendre le son le plus grave, ou qui est susceptible de produire le plus petit nombre de vibrations.

6° Quand l'un des axes est dans le plan de la lame, et que l'élasticité dans le sens perpendiculaire à cet axe est égale à celle qu'il possède lui-même, les deux systèmes nodaux sont semblables ; ils se composent chacun de deux lignes droites qui se cou-

pent rectangulairement, et ils se placent à 45° l'un de l'autre. Il n'y a, dans un corps qui possède trois axes inégaux d'élasticité, que deux plans qui jouissent de cette propriété.

7° Le premier axe des courbes nodales se plaçant toujours suivant la direction de la moindre résistance à la flexion, il suit de là que, quand, dans une série de lames, cet axe se place dans la direction occupée d'abord par le second, c'est que, suivant cette dernière direction, l'élasticité est devenue relativement moindre que dans l'autre.

8° Dans un corps qui possède trois axes inégaux d'élasticité, il y a quatre plans pour lesquels l'élasticité est distribuée de telle manière que les deux sons des lames parallèles à ces plans deviennent égaux, et que les deux modes de division se transforment graduellement l'un dans l'autre, en tournant autour de deux points fixes, que pour cette raison M. Savart a désignés sous le nom de *centres nodaux*.

9° Les nombres de vibrations ne sont liés qu'indirectement aux modes de division : car des figures nodales semblables sont ou peuvent être accompagnées de sons très différents, et les mêmes sons peuvent être produits à l'occasion de figures très différentes.

Ainsi, il résulte des faits que nous venons de rapporter que, quand une lame circulaire ne jouit pas des mêmes propriétés dans toutes les directions, ou, en d'autres termes, quand les parties qui la constituent ne sont pas arrangées symétriquement autour de son centre, les modes de division dont elle est susceptible affectent des positions déterminées par la structure même du corps ; et que chaque mode de division considéré en particulier peut toujours, en subissant toutefois des altérations plus ou moins considérables, s'établir dans deux positions également déterminées : de sorte qu'on peut dire que, dans les lames circulaires hétérogènes, tous les modes de division sont doubles.

A l'aide de ces données, on peut se faire une idée de l'état élastique des corps cristallisés, en les soumettant au même mode d'exploration. C'est ce que M. Savart a fait pour le cristal de roche et la chaux carbonatée. Nous rapporterons les résultats auxquels il est parvenu.

447. Le cristal de roche se présente ordinairement sous la forme d'un prisme hexaèdre régulier, terminé par des pyramides à six faces. Quoique cette substance ne puisse pas être clivée par les moyens ordinaires, on admet, par analogie, que sa forme primitive est un rhomboèdre, tel que celui qu'on obtiendrait si le cristal était susceptible d'être clivé parallèlement à trois faces non adjacentes des pyramides. L'exactitude de cette

induction se trouve d'ailleurs confirmée par une expérience très simple, qui consiste à faire rougir un prisme de cristal de roche et à le refroidir subitement en le plongeant dans l'eau. Cette opération en détermine la fracture, qui, le plus souvent, donne pour résultat des morceaux de cristal qui ont la forme de rhomboèdres. En partant de ces notions, fournies par la minéralogie, il est clair que les lames circulaires, prises dans des directions différentes, doivent, par rapport aux vibrations sonores, présenter des phénomènes différents, puisque la cohésion et l'élasticité ne sont pas les mêmes dans toutes les directions. En opérant sur un grand nombre de plaques taillées dans des directions différentes, M. Savart a obtenu les résultats suivants:

1° L'élasticité de toutes les lignes diamétrales d'un plan quelconque perpendiculaire à l'axe d'un prisme de cristal de roche peut être considérée comme étant sensiblement la même.

2° Tous les plans parallèles à l'axe ne possèdent pas la même élasticité ; mais, si on prend trois quelconques de ces plans, assujettis à cette seule condition qu'ils forment entre eux des angles égaux, alors leur état élastique est le même.

3° Les transformations des lignes nodales d'une série de lames taillées autour de l'une des arêtes de la base du prisme sont tout à fait analogues à celles qu'on observe dans une série de lames taillées autour de l'axe intermédiaire dans les corps qui possèdent trois axes inégaux d'élasticité.

4° Les transformations des lignes nodales d'une série de lames perpendiculaires à l'un quelconque des trois plans qui passent par deux arêtes opposés de l'hexaèdre sont, en général, analogues à celles d'une série de lames taillées autour d'une ligne qui partage en deux parties égales l'angle plan compris entre deux des trois axes d'élasticité dans les corps où ces axes sont inégaux et rectangulaires.

5° Au moyen des figures acoustiques d'une lame taillée dans un prisme de cristal de roche à peu près parallèlement à l'axe, et non parallèlement à deux faces de l'hexaèdre, on peut toujours distinguer quelles sont les faces de la pyramide susceptibles de clivage. L'on peut encore arriver au même résultat par la disposition des modes de division d'une lame prise à peu près parallèlement à l'une des faces de la pyramide.

6° Quelle que soit la direction des lames, l'axe optique, l'axe de figure du prisme, ou sa projection sur leur plan, y occupe toujours une position qui est liée intimement avec l'arrangement des lignes acoustiques : ainsi, par exemple, dans toutes les lames taillées autour de l'une des arêtes de la base du prisme, l'axe optique ou sa projection correspond constamment à l'une des deux droites qui composent le système nodal formé de deux lignes droites qui se coupent rectangulairement.

En comparant ces faits avec ceux que présente un corps à trois axes inégaux d'élasticité, M. Savart a été conduit à considérer les cristaux prismatiques de cristal de roche comme possédant trois systèmes égaux d'axes d'élasticité dont les directions sont : pour le premier la petite diagonale des faces du rhomboèdre, pour le second la grande diagonale perpendiculaire à la petite, et pour le troisième une ligne située dans le plan diagonal passant par la grande diagonale du losange, perpendiculaire au second axe, et faisant avec le premier un angle de 57° 40' 13". Le premier est l'axe de plus grande élasticité, le dernier celui de moindre élasticité.

Les cristaux de chaux carbonatée ont donné les mêmes résultats; mais ils présentent une circonstance particulière importante: ces cristaux sont souvent susceptibles d'être divisés parallèlement aux plans diagonaux, et alors les intersections de deux de ces plans

avec les faces donnent les directions de deux axes d'élasticité, et l'intersection de ces deux plans entre eux donne la direction de l'autre axe ; alors il serait possible que les cristaux de quartz fussent réellement susceptibles de ce mode secondaire de division. Les cristaux de chaux carbonatée présentent encore une circonstance remarquable : la petite diagonale des faces du rhomboèdre est l'axe de moindre élasticité, tandis que dans le quartz c'est l'axe de plus grande élasticité. Cette circonstance est importante : car nous verrons qu'il existe entre ces deux substances des différences remarquables sous le rapport de la chaleur et de la lumière : quand on chauffe ces deux substances, dans la chaux carbonatée l'angle dièdre des faces du sommet diminue, tandis que dans le quartz cet angle augmente. Enfin nous verrons que tous deux jouissent de la double réfraction ; mais elle est attractive dans le quartz et répulsive dans la chaux carbonatée.

Les résultats des expériences faites par M. Savart sont d'une haute importance, par la découverte des trois systèmes d'axes d'élasticité dans les cristaux dont la forme primitive est en un rhomboèdre, dans chacun desquels deux seulement sont rectangulaires, structure qu'on était bien loin de prévoir, et qui ne s'accorde nullement avec celle que les phénomènes optiques de ces substances avaient fait présumer.

On peut se rendre compte de cette anomalie apparente, en admettant cette supposition, que tant de phénomènes différents tendent à appuyer, que les molécules cristallines, c'est-à-dire celles qui se réunissent d'une manière régulière pour former les cristaux, sont réellement composées d'un grand nombre de molécules élémentaires, d'atomes, quand il s'agit de corps simples ou de combinaisons égales, d'atomes de différente nature, quand le corps est composé ; alors les phénomènes lumineux proviendraient des vibrations atomiques ou des molécules élémentaires, tandis que les vibrations sonores, beaucoup plus lentes et plus persistantes, proviendraient des vibrations de groupes égaux d'atomes ou de molécules élémentaires dont l'élasticité, dépendant à la fois de celle des éléments et de la forme de leur ensemble, pourrait être fort différente de l'élasticité d'un corps homogène formé par le groupement régulier des atomes ou des molécules élémentaires.

Les résultats analytiques sur les axes d'élasticité ne seraient point applicables à l'élasticité développée dans les vibrations sonores, parce que ces résultats supposent que l'élasticité se développe entre des surfaces très petites relativement à la distance d'affinité sensible, ce qui n'existe pas évidemment quand l'élasticité se développe entre des groupes de molécules. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant de l'explication de la double réfraction dans le système des ondulations.

448. Les membranes tendues sont susceptibles de produire avec une extrême facilité tous les nombres de vibrations, lorsqu'elles sont ébranlées par le voisinage d'une plaque ou d'un timbre en vibration, et pour chacun d'eux elles se divisent d'elles-mêmes d'une manière particulière ; mais le même nombre de vibrations peut être produit par des modes différents de division, et les lignes nodales peuvent passer de différentes manières continues d'une forme à une autre. Cependant il y a toujours, pour chaque membrane, certains sons qui s'obtiennent plus facilement que les autres.

449. Les bois et les métaux en lames très minces se comportent

comme les membranes; mais la transformation continue des lignes nodales les unes dans les autres est bien plus difficile à réaliser dans les plaques rigides ou les lames métalliques très minces que dans les membranes, attendu que, dans les premières, pour obtenir un mode de division donné, il faut rendre immobiles plusieurs points de la surface de la lame ; et comme il arrive souvent que ces points appartiennent à plusieurs systèmes de lignes nodales, on obtient alors des sons beaucoup plus graves ou beaucoup plus aigus. Mais M. Savart a effectué cette transformation dans plusieurs cas particuliers; de sorte qu'il ne reste aucun doute que cette transformation ne puisse avoir lieu sur les plaques rigides comme sur les membranes, et que les premières comme les dernières ne puissent produire tous les sons : seulement, pour les corps rigides, les mouvements correspondants à certains sons sont trop faibles pour être appréciables.

450. En général, les lignes nodales sont fixes; mais, dans certaines circonstances, elles font des oscillations autour d'une certaine position sur laquelle le sable s'arrête après la cessation du mouvement, et, dans d'autres, les lignes nodales éprouvent un mouvement de translation continu. La découverte de ce singulier phénomène est due à M. Savart. Voici dans quelles circonstances il se produit.

Si on prend une lame circulaire de laiton, ayant 30 à 40 centimètres de diamètre, fixée par son centre, et qu'on la fasse vibrer de manière à obtenir des lignes nodales diamétrales, ces lignes restent parfaitement immobiles tant que l'archet touche le disque; mais si on l'écarte subitement, les lignes nodales oscillent autour des positions qu'elles occupaient d'abord, et le sable s'y arrête quand le mouvement est près de cesser. L'amplitude des oscillations est d'autant plus grande que l'on promène l'archet avec plus de vitesse et qu'on le sépare plus vivement de la lame vibrante; de sorte qu'il peut arriver que l'oscillation soit assez grande pour que les lignes nodales, entraînées au delà du milieu de l'intervalle qui les séparait dans leur première position, soient transportées dans le même sens, jusqu'à ce qu'elles aient parcouru toute l'étendue d'une partie vibrante entière. On conçoit que, parvenues à cette nouvelle position, elles ne peuvent pas s'y arrêter subitement, et qu'elles doivent osciller de nouveau ; mais, si l'on vient alors à donner un second coup d'archet au même point, on déterminera les lignes nodales à faire un nouveau pas, et si les

coups d'archet se suivent à des intervalles réglés, la poussière prendra un mouvement de rotation continu. Pour rendre ce phénomène plus sensible, il faut employer de la poudre de lycopode au lieu de sable. (*Annales de chimie et de physique*, tome XXXVI, p. 257.)

Ce phénomène ne peut évidemment avoir lieu que quand les lignes nodales peuvent se déplacer sans qu'il y ait changement de ton. On conçoit d'après cela qu'il ne peut se manifester dans les plaques qu'autant qu'elles sont circulaires, et que les lignes nodales sont formées seulement de diamètres et de cercles concentriques : les timbres, les anneaux, les cloches, en sont également susceptibles.

Lorsque le changement de position des parties vibrantes est borné à de simples oscillations, il est accompagné de variations d'intensité dans le son; le plus grand renforcement a lieu lorsque les parties vibrantes atteignent la limite de leur excursion dans un sens, tandis que la moindre intensité a lieu lorsqu'elles atteignent la limite opposée. C'est à ces oscillations des lignes nodales que sont dues les variations d'intensité du son des cloches. Quand les lignes nodales acquièrent un mouvement de rotation, le son prend un caractère particulier, les alternatives disparaissent, et le son devient plus aigu.

451. Il est très probable que les corps d'une forme quelconque se divisent en plusieurs systèmes de parties qui vibrent à l'unisson dans chaque système, et forment ainsi des lignes nodales de différents ordres correspondants à des sons d'intensité décroissante. Ces sons, analogues aux sons harmoniques que rend une corde vibrante, doivent avoir entre eux des rapports différents, suivant la nature, la forme du corps, et le mode d'ébranlement, rapports qui constituent le timbre; et c'est le décroissement rapide d'intensité de ces sons qui rend supportable leur coexistence, qui, sans cette circonstance, produirait des dissonances intolérables.

Quant aux surfaces nodales elles-mêmes, il est très probable qu'elles résultent des mouvements égaux, et de signes contraires, apportés simultanément dans certains points par les ondes directes et réfléchies contre la surface même du corps, parties à différentes époques du centre d'ébranlement.

§ VI. *Communication des mouvements vibratoires des corps.*

452. Il résulte de ce qui précède que tous les corps, quelle que soit leur nature, lorsqu'ils sont convenablement ébranlés, peuvent prendre des mouvements de vibration dont la nature, la rapidité, la force et la permanence, dépendent de leur nature, de leur forme et des circonstances de leur excitation. Tous les corps peuvent également prendre cet état vibratoire par le contact avec des corps en vibration : c'est ainsi que les caisses de tous les instruments à cordes résonnent sous l'influence des cordes, dont elles renforcent le son. C'est un fait que l'on peut facilement constater en prenant un diapason de fer (*fig.* 303) : si, après l'avoir fait vibrer, on le pose sur une caisse sonore, le son acquiert une intensité très remarquable. M. Savart a fait de nombreuses recherches sur la communication des mouvements vibratoires des corps, et c'est à lui que nous devons tout ce que nous allons rapporter sur cette importante partie de l'acoustique.

453. *Mode de transmission.* Pour étudier ce qui se passe dans le mode de transmission des vibrations par le simple contact, plaçons deux petites planches de sapin *ac* et *bd* (*fig.* 305) perpendiculairement sur une troisième *ab*, puis fixons en *c* une petite planchette *ce*, et joignons le point *e* et le point *d* par une corde de violon ; alors répandons du sable sur la planchette, et mettons la corde en vibration à l'aide d'un archet. Le sable répandu sur la planchette *ce* forme des figures qui attestent les vibrations de cette plaque, et la direction de ces mouvements fait juger de celle du mouvement de la plaque : on reconnaît alors qu'elle varie avec la direction de l'archet. Lorsque l'archet est dirigé parallèlement à la plaque *ce*, les vibrations sont tangentielles; quand l'archet est dirigé verticalement, la plaque reçoit des vibrations normales, et, en général, elles sont parallèles à celles de la corde.

Ce fait remarquable peut encore être facilement constaté au moyen de l'appareil *fig.* 306. *ab* est une corde tendue entre deux supports *A* et *A'*; *MN* est une plaque de bois enfilée dans la corde par son centre, au milieu de laquelle elle se soutient par le frottement. Lorsqu'on donne à la corde des vibrations transversales, elles deviennent longitudinales dans la plaque, et réciproquement, et la direction des mouvements du sable est toujours parallèle à l'archet.

On peut encore employer l'appareil *fig.* 307. *ab* est une corde

tendue d'une manière quelconque; *MN* est une plaque de bois mince ou de verre que l'on tient entre les doigts par son milieu, et que l'on appuie contre la corde pendant qu'on la met en vibration. Les vibrations transversales imprimées à la corde par l'archet donnent naissance à des vibrations tangentielles dans la plaque, et on peut facilement reconnaître, comme dans les expériences précédentes, que les directions des mouvements du sable sont parallèles aux mouvements de l'archet.

Il résulte de là qu'une corde transmet aux particules d'une lame qu'elle touche un mouvement parallèle à celui qu'elle éprouve, et que celles-ci le transmettent aux suivantes de la même manière, de sorte que, dans toute l'étendue de la plaque, les vibrations des particules ont lieu suivant des droites parallèles.

L'appareil *fig.* 308 met encore mieux en évidence le mode de transmission des mouvements vibratoires. Cet appareil se compose d'un assemblage de verges planes de verre, réunies à angles droits avec du mastic. Si on met la première verge *AB* en vibration, toutes les autres vibrent parallèlement; par exemple, si on lui imprime des vibrations longitudinales, toutes les verges verticales vibrent transversalement, et toutes les verges horizontales longitudinalement.

C'est ainsi que les vibrations des cordes du violon se transmettent par le chevalet à la table supérieure, et de celle-ci à la table inférieure par l'âme, les éclisses, les tasseaux et l'air contenus dans la caisse. On voit d'après cela que les tables de l'instrument doivent être de nature à vibrer facilement et également sous l'influence de tous les sons que les cordes peuvent rendre, et que c'est une des conditions les plus importantes et les plus difficiles à remplir dans la construction des instruments à corde.

Le fait que nous venons de rapporter fait voir de quelle manière les mouvements vibratoires se propagent et se communiquent; mais il fallait examiner comment des vibrations longitudinales, qui sont si rapides et donnent des sons si aigus, peuvent provoquer dans les corps en contact des vibrations transversales, qui sont beaucoup plus lentes, et qui cependant produisent des sons identiques. M. Savart en a donné une explication très satisfaisante, fondée sur l'inspection des lignes nodales. Les intervalles des nœuds s'agrandissent sur les verges qui vibrent longitudinalement et se rapprochent sur les autres, de manière que le mouvement longitudinal des premières se trouve être celui qui conviendrait à des verges beaucoup plus longues, et que le mouvement transversal des autres est le même

que celui qui convient à des verges libres beaucoup plus courtes. C'est cette influence mutuelle des différentes parties d'un système vibrant qui leur fait produire des vibrations isochrones, et par conséquent consonnantes.

Le mode de transmission du mouvement dont nous venons de parler ne se vérifie cependant pas toujours. Par exemple, lorsque deux verges sont unies rectangulairement, si on imprime à l'une un mouvement normal, et si la ligne de contact des deux lames est un nœud, les deux lames prennent le même système de vibration, à cause de la variation de courbure de la surface au point de contact. Lorsqu'un corps a la forme d'un vase ou d'un anneau, et qu'il est ébranlé en un point de la circonférence dans la direction d'un rayon, l'anneau se divise en parties égales, qui vibrent toutes dans la direction du rayon. On conçoit d'ailleurs que, dans un corps quelconque mis en vibration, les mouvements moléculaires résultant non seulement des mouvements qu'ils reçoivent directement des centres d'ébranlements, mais des mouvements apportés par les ondes réfléchies dans l'intérieur du corps dans un grand nombre de directions différentes, la direction de la résultante de tous ces petits mouvements peut être fort différente de celle du mouvement primitif, quoique la transmission des mouvements élémentaires se fasse suivant des droites parallèles.

Nous ajouterons que la direction du mouvement vibratoire dans le corps excité directement a une grande influence sur la facilité de la transmission. Ainsi, par exemple, si on place un diapazon à l'extrémité d'une tige horizontale, communiquant avec une caisse sonore comme celle d'un piano, quand le plan du diapazon est perpendiculaire à la direction de la tige, le mouvement vibratoire se communique très peu; en tournant le plan du diapazon, le son augmente progressivement, et il acquiert beaucoup d'intensité quand il est dirigé dans le sens de la longueur de la tige. Le mouvement vibratoire des cordes de harpes se communique facilement aux cordes qui peuvent rendre des sons harmoniques quand ces dernières sont placées dans le plan des mouvements, et très faiblement quand elles sont placées dans un plan perpendiculaire (Wheatston).

454. *Modifications qu'éprouvent les sons.* Il nous reste maintenant à examiner les modifications qu'éprouvent les sons et les modes de division des corps mis en contact.

Lorsqu'on met deux corps en contact, et que l'un d'eux n'est pas

très petit par rapport à l'autre, le son résultant est tantôt plus grave, tantôt plus aigu que celui du premier corps isolé : par exemple, lorsqu'une verge fixée par une de ses extrémités vibre transversalement, en fixant avec du mastic une plaque perpendiculaire à sa direction sur un des nœuds, le son s'élève, et d'autant plus que la plaque est plus épaisse; si, au contraire, on pose seulement un corps sur une partie vibrante, le son baisse. En général, lorsqu'on ébranle deux corps réunis, il peut arriver que leurs masses soient comparables, ou que l'une d'elles soit très petite par rapport à l'autre : dans le premier cas le son résulte de l'ensemble et diffère de ceux que les deux corps rendraient séparément dans les mêmes circonstances; dans le second, le son produit ne diffère pas de celui que rendrait la grande masse isolée. Cependant on rencontre souvent des exceptions, surtout quand c'est le plus petit corps qui est ébranlé directement, et il est difficile de s'en rendre compte. On voit d'après cela pourquoi dans les tuyaux d'orgues le son de l'embouchure diffère de celui qu'elle produit quand elle est réunie au tuyau.

455. *Modifications qu'éprouvent les lignes nodales.* Quant aux lignes nodales de deux corps réunis, elles sont les mêmes que celles qui se produiraient sur un des corps isolé, si le second est très petit par rapport au premier. Pour certains modes d'ébranlement elles sont encore les mêmes quand les corps sont égaux et se touchent par un petit nombre de points. Elles sont encore sensiblement les mêmes dans certains cas où le son rendu par l'ensemble des deux corps diffère des sons rendus par chacun d'eux : par exemple, une plaque de verre au centre de laquelle on a fixé une tige de verre perpendiculaire à son plan, successivement sur chaque face, et ensuite sur toutes les deux, a rendu les sons *ré*, *ré* ♯ et *mi*, et cependant dans les trois cas les lignes nodales étaient les mêmes; mais en général les lignes nodales appartiennent à l'ensemble et ne peuvent pas être reproduites sur un des corps isolés.

Les modifications qu'éprouvent en général deux corps dans toutes les circonstances qui accompagnent leurs vibrations, lorsqu'ils sont en contact, proviennent de ce que ces corps sont alors obligés de vibrer à l'unisson. C'est à cette cause qu'il faut attribuer ce fait connu depuis long-temps, que deux horloges dont les marches diffèrent peu s'accordent parfaitement quand elles sont fixées sur le même support.

456. Les mêmes phénomènes se reproduisent dans la communi-

cation du mouvement à une membrane tendue. Pour en faire l'expérience on tend une membrane sur l'ouverture d'un tambour (*fig.* 309) ; la membrane est percée à son centre d'une ouverture à travers laquelle on fait passer à frottement une tige qui se fixe par sa partie inférieure sur le fond du tambour ; en passant un archet sur la tige, la membrane prend des mouvements tangentiels, qui donnent naissance à des lignes nodales différentes sur les deux faces. Si on donne à la tige des vibrations longitudinales, en la frottant avec un morceau de drap enduit de colophane, ou au moyen de l'archet, que l'on dispose d'une manière très oblique à sa direction, la membrane vibre transversalement.

457. *Transmission par les liquides.* Les liquides communiquent les mouvements vibratoires comme les corps solides. C'est ce qu'on peut reconnaître en plaçant une planchette mince, vernie, à la surface de l'eau renfermée dans un vase au fond duquel on a mastiqué une tige qu'on ébranle diversement : en recouvrant de sable la planchette, il se meut parallèlement à la direction de l'ébranlement de la tige. Il faut dans cette expérience éviter que la planchette ne touche les bords du vase, car elle en partagerait les mouvements, qui, comme nous l'avons vu, ont des directions qui diffèrent de celle de l'ébranlement primitif.

Lorsqu'on fait vibrer un corps dans différents milieux, tels que l'eau, l'huile, le mercure, M. Savart a reconnu qu'ils n'exercent aucune influence sur les vibrations tangentielles, mais qu'ils en exercent une très grande sur les vibrations normales ou plus ou moins obliques. Il résulte de là que des verges qui vibrent longitudinalement donnent le même son dans l'air et dans les différents liquides ; mais que des vases tels que des verres à boire ordinaires donnent dans l'eau un son plus grave que dans l'air. Il suit aussi de là que les modes de division des corps qui résonnent dans différents milieux sont invariables tant qu'il ne s'agit que de vibrations tangentielles, mais qu'il n'en est point ainsi pour les vibrations normales. On peut s'assurer de ces faits en projetant du sable à travers le liquide sur le corps qui y est plongé : les lignes nodales se dessinent tout aussi bien que dans l'air.

458. *Transmission par l'air.* L'air peut aussi communiquer aux corps avec lesquels il est en contact les vibrations qu'il a reçues : c'est ainsi que les cordes peuvent être mises en mouvement par l'air lorsqu'il transmet des sons harmoniques de ces cordes. C'est encore ainsi que les sons de l'orgue font sou-

vent frémir et résonner les vitres qui peuvent vibrer à l'unisson.

M. Savart a encore étudié ce mode de transmission, appliqué à des membranes minces tendues, telles que des disques de parchemin, de papier, etc. Quand on fait vibrer à quelque distance d'une semblable membrane placée horizontalement un disque métallique parallèle, la membrane entre aussitôt en vibration, et la nature de ses mouvements change avec l'inclinaison du disque, comme si la communication avait lieu par un corps solide, c'est-à-dire que les vibrations de la membrane sont toujours parallèles à celles du disque.

La communication du mouvement par l'air se manifeste d'une manière bien plus évidente encore quand c'est l'air lui-même qui devient le corps sonore. Si on règle la longueur d'un tuyau fermé par un bout de manière qu'il rende le même son qu'un timbre ou un disque métallique, et qu'après avoir mis ce dernier en vibration, on l'approche de l'ouverture du tuyau, à l'instant ce dernier résonne avec force et renforce tellement le son du timbre, qu'il acquiert une intensité difficile à supporter quand on n'en a pas l'habitude. On peut facilement donner au tuyau la longueur convenable en le formant de deux tubes qui se pénètrent de manière qu'on puisse faire varier à volonté la longueur totale du tuyau, ou, quand il est ouvert par un bout seulement, en le fermant par un piston qu'on enfonce plus ou moins.

Pour qu'une colonne d'air contenue dans un tuyau entre en mouvement par communication, il n'est pas nécessaire, comme nous l'avons déjà dit, qu'elle ait exactement des dimensions déterminées. L'effet peut se produire encore quand elle est trop longue ou trop courte, d'un diamètre trop grand ou trop petit, et les limites sont d'autant plus grandes que le diamètre du tuyau est plus grand relativement à sa longueur. Par exemple, un tuyau de quelques pouces de longueur et d'un pied de diamètre renforce notablement plusieurs sons voisins de celui qui est véritablement à l'unisson du tuyau, tandis que, pour un tuyau long et étroit, il faut que l'unisson ait exactement lieu pour que le renforcement se manifeste.

Dans les instruments à cordes, l'air renfermé dans la caisse contribue puissamment à renforcer le son : car, la colonne d'air ayant une grande largeur relativement à sa hauteur, elle peut répondre à plusieurs sons et à leurs harmoniques ; d'ailleurs, comme l'ébranlement de la masse d'air a lieu dans des directions différentes, et qu'alors elle a des longueurs variables, et qu'enfin elle est ébranlée

de tous les côtés par des corps solides à l'unisson, il est impossible que cette masse d'air ne vibre pas comme eux et ne renforce pas tous les sons.

Les grandes masses d'air limitées dans toute leur étendue, ou seulement dans quelques parties, peuvent entrer en vibration par communication, comme celles qui sont contenues dans des tubes, et donner naissance à des nœuds. Ainsi, quand on se trouve dans un appartement où l'on fait résonner un corps, on est comme dans un vaste tuyau d'orgue, où les ondes sonores, par leur réflexion et leur rencontre, forment des surfaces nodales rampantes, et des ventres, dont les directions et les contours dépendent de la forme de l'enceinte; les ventres se reconnaissent facilement, parce que les corps qui sont facilement excités, tels que les membranes tendues, y vibrent plus que partout ailleurs. Pour observer les nœuds et les ventres dans les grandes masses d'air, il faut produire l'ébranlement par des timbres dont on renforce le son par des tuyaux, et il faut employer des membranes dont les dimensions, l'épaisseur et la tension soient convenables pour le son produit. (M. Savart.)

459. Ainsi nous pouvons conclure que dans un système ou réunion de corps quelconques, quels que soient d'ailleurs leur nature et leur état, si une particule ou une réunion de particules est entraînée par un mode quelconque d'ébranlement à se mouvoir dans une direction déterminée, toutes les particules qui entrent dans la composition du système oscillent suivant des droites en général parallèles entre elles et à la droite suivant laquelle se meut la première particule, et le système entier se divise en parties vibrant séparément et à l'unisson, et produisant un son et des lignes nodales en général différents de ceux que chacun d'eux produirait séparément.

460. *Résonnance des corps.* Il résulte de tout ce qui précède que l'intensité des sons rendus par un corps quelconque mis en vibration est augmentée 1° par les vibrations des corps sonores avec lesquels il est en contact; 2° par les vibrations des corps éloignés qui peuvent rendre un de ses harmoniques, vibrations qui sont excitées par les chocs réitérés des ondes sonores; 3° par les échos voisins qui ne laissent entre le départ et le retour des ondes qu'un intervalle plus petit que celui de l'émission du son. Ainsi, pour qu'une salle soit très sonore, il faut que le lieu d'où part le son soit le plus isolé possible de la masse de l'édifice; que l'orchestre soit porté sur une caisse sonore; que les parois de la salle soient unies, dépour-

vues de ces cavités où les ondes sonores vont s'engouffrer et ne peuvent plus se distribuer au reste des auditeurs, et surtout de draperies, qui, n'étant pas douées d'élasticité, anéantissent les ondes sonores qui viennent les rencontrer.

§ VII. *Organes de l'ouïe et de la voix.*

461. *Organe de l'ouïe.* Chez l'homme, l'organe destiné à recevoir l'impression des sons est composé d'un appareil extérieur nommé *pavillon*, formé d'une membrane épaisse, qui paraît destinée à concentrer les ondes sonores vers un canal cylindrique qui s'enfonce dans la tête. Ce canal, désigné sous le nom de *conduit auditif,* est garni intérieurement de poils et d'une matière visqueuse, qui en défendent l'accès aux corps étrangers. Une membrane mince, sèche et tendue, la *membrane du tympan,* ferme le canal auditif, et sépare la partie intérieure de la partie extérieure de l'appareil. Derrière cette membrane se trouve une cavité, que l'on nomme *caisse du tympan,* qui communique avec le gosier par un canal. Contre la paroi de cette caisse, opposée à la membrane du tympan, il existe deux ouvertures fermées par des membranes minces : l'une est désignée sous le nom de *fenêtre ovale*, l'autre sous celui de *fenêtre ronde.* Une chaîne formée par quatre petits osselets est fixée par ses extrémités à la membrane du tympan et à la membrane de la fenêtre ovale. Derrière la membrane de la fenêtre ovale s'ouvre un canal osseux contourné en spirale, et que l'on appelle *limaçon;* il communique avec une cavité plus grande, appelée *vestibule*, qui vient aboutir derrière la membrane de la fenêtre ronde ; dans le vestibule aboutissent trois canaux semi-circulaires. L'ensemble du limaçon, du vestibule et des canaux, porte le nom de *labyrinthe*. Le labyrinthe est tapissé intérieurement d'une membrane très mince, et rempli d'un liquide dans lequel vient s'épanouir le nerf acoustique.

Telle est la description succincte de l'appareil de l'audition. Il paraît d'une complication extrême. Nous ignorons l'usage d'une grande partie des objets qu'il renferme ; c'est de tous nos organes celui qui est le moins connu dans ses fonctions. Nous allons cependant énoncer le peu que nous avons appris sur le rôle que jouent, dans la perception des sons, les différentes parties de cet admirable appareil.

Le pavillon, évasé extérieurement, sert, comme un cornet acous-

tique, à concentrer les ondes sonores. Les quadrupèdes dans lesquels cette membrane est mobile dirigent l'ouverture du pavillon du côté d'où vient le son qu'ils veulent percevoir : l'animal qui fuit le dirige derrière, l'animal qui en poursuit un autre le dirige en avant. D'après les observations de M. Savart, les membranes élastiques ayant la propriété d'être ébranlées par tous les sons, il est probable que le pavillon est mis en mouvement par le choc des ondes sonores, et qu'il a pour fonction principale de présenter toujours à l'air, par la variété de direction et d'inclinaison de ses surfaces les unes sur les autres, un certain nombre de parties dont la direction est normale à celle du mouvement moléculaire imprimé à ce fluide, et que ces vibrations, transmises par les corps solides qui sont en contact avec lui, concourent à produire la sensation. Cependant cette partie de l'organe n'est point indispensable à l'audition, car beaucoup d'animaux ont l'organe de l'ouïe dépouillé de tout appendice extérieur : tels sont les oiseaux, les reptiles, etc.

La membrane du tympan, partageant toujours le nombre des vibrations des corps qui agissent sur elle au moyen de l'air, paraît destinée à communiquer les vibrations des ondes sonores par la chaîne des osselets aux autres parties de l'organe auditif. Mais cette membrane n'est point encore indispensable à l'audition : car des individus chez qui elle avait été déchirée et même détruite par un accident n'avaient pas éprouvé une altération sensible dans la faculté de percevoir les sons ; cependant la chaîne des osselets était tombée, et n'était plus appliquée que contre la membrane de la fenêtre ovale. La chaîne des osselets a probablement pour fonction de transmettre les vibrations de la membrane du tympan au labyrinthe, comme l'âme des instruments à cordes transmet les vibrations de la table supérieure à la table inférieure ; et, en outre, de modifier la tension de cette membrane, afin d'augmenter ou de diminuer l'amplitude de ses vibrations : car cette membrane vibre d'autant moins qu'elle est plus tendue. La tension de la membrane du tympan a aussi une grande influence sur les limites des sons perceptibles : si elle était un peu plus étendue, nous ne pourrions entendre que des sons plus élevés.

La caisse du tympan sert vraisemblablement à entretenir, près des membranes du labyrinthe et de la face interne de la membrane du tympan, de l'air dont les propriétés physiques soient constantes, afin de conserver leur élasticité dans le même état.

Le conduit guttural paraît destiné à renouveler l'air de la caisse

du tympan. Cette partie de l'appareil doit être d'une nécessité absolue : car, lorsqu'il vient à se boucher, la surdité s'ensuit toujours. Quant au labyrinthe, il paraît que les membranes qui ferment la fenêtre ovale et la fenêtre ronde sont destinées à entrer en vibration, ou par la chaîne des osselets, ou par les vibrations de l'air de la caisse du tympan, et que ces vibrations, propagées par le liquide renfermé dans le labyrinthe, se communiquent au nerf acoustique, qui les transmet au cerveau, où se perçoit la sensation. La présence du liquide, des membranes et du nerf acoustique, est absolument indispensable pour l'audition.

En examinant l'organe de l'ouïe chez les autres animaux, on a remarqué qu'en descendant l'échelle de l'organisation, l'appareil va toujours en se simplifiant, et finit, chez les crustacés, par n'être plus qu'une cavité cylindrique, pleine d'un liquide visqueux dans lequel viennent s'épanouir les dernières ramifications du nerf acoustique. Cette cavité écailleuse est terminée par une membrane mince que l'air frappe directement : c'est en cela seul que consiste l'ouïe réduite à son plus grand degré de simplicité. La complication que cet appareil éprouve dans les animaux plus organisés semble avoir pour objet de le soustraire à l'action des causes étrangères ; mais il est infiniment probable que cette complication n'a pas ce but unique, et qu'à mesure que les parties de l'appareil deviennent plus nombreuses, l'organe acquiert la faculté de percevoir de nouvelles qualités du son.

462. *De la voix.* L'appareil vocal se compose chez l'homme : 1° des poumons, dont les cavités renferment de l'air que des muscles puissants expulsent à chaque expiration ; 2° d'un canal cylindrique placé à l'extrémité supérieure des poumons, et qui sert de conduit à l'air qui en est chassé : ce canal, à sa partie supérieure, porte le nom de *larynx,* à sa partie inférieure celui de *trachée-artère* : cette dernière partie du canal se divise en deux branches qui portent le nom de *bronches,* et qui communiquent directement avec les poumons ; 3° d'un appareil désigné sous le nom de *glotte*, qui est placé à l'extrémité supérieure du larynx : cet appareil se compose de deux lames rectangulaires, contractiles et élastiques, fixées par leurs bases contre les parois du larynx ; la fig. 310 présente une coupe longitudinale du larynx ; *A*, *B*, *C*, *D*, sont les membranes de la glotte ; 4° d'une membrane plane élastique, qui, fixée par sa base contre les parois supérieures du larynx, peut prendre dans ce canal toutes les inclinaisons possibles, et qu'on désigne sous

le nom d'*épiglotte;* 5° enfin, la dernière partie de l'organe vocal se compose de la bouche et des fosses nasales.

On a successivement assimilé l'organe vocal à un instrument à cordes et à anche libre ; mais aucune des explications qui en sont résultées n'est satisfaisante. En 1825, M. Savart a proposé une nouvelle explication des fonctions de cet organe, qui rend compte de l'usage de toutes les parties dont cet appareil est composé, et qui est beaucoup plus probable. Nous allons essayer d'en donner une idée.

Les chasseurs emploient, pour imiter la voix de certains oiseaux, de petits instruments dans lesquels la vitesse du vent influe beaucoup sur le son. Ces instruments, dont la matière et la forme sont très variables, sont formés d'un tambour dont les deux faces opposées sont percées de deux trous correspondants (*fig.* 311). En plaçant ces petits instruments entre les lèvres et les dents, et aspirant, on en tire plusieurs sons. En fixant un de ces appareils sur un porte-vent (*fig.* 312, 313 et 314), on peut obtenir tous les sons compris dans une octave et demie ou deux octaves ; et même il paraît qu'en modérant convenablement le vent, ou en lui donnant une vitesse suffisante, il n'y a pas de limite pour la gravité ou l'acuité des sons que l'on peut obtenir ; mais pour un même appareil il y a toujours un son qui sort plus facilement que les autres : le diamètre seul des orifices a une influence sur la gravité ou l'acuité des sons qui sont produits avec la même vitesse du vent.

M. Savart explique de la manière suivante la production des sons dans ces appareils : le courant d'air qui traverse les deux orifices entraîne avec lui une partie de la petite masse de fluide contenue dans la cavité ; la force élastique de celle qui reste est diminuée ; alors elle ne peut plus faire équilibre à la pression de l'atmosphère, qui, en réagissant sur elle, la refoule et la comprime jusqu'à ce que, par son propre ressort, et sous l'influence du courant, qui continue toujours, elle subisse une nouvelle raréfaction, suivie d'une nouvelle condensation, et ainsi de suite. On conçoit que, ces alternatives étant très rapprochées, elles doivent donner naissance à des ondes qui se répandent dans l'air extérieur, et qui deviennent susceptibles de produire la sensation d'un son déterminé. Dans ces instruments, la nature des parois a une grande influence sur l'acuité et la qualité du son rendu, du moins quand elles sont minces et élastiques.

L'identité de forme de ces petits appareils, surtout de celui de la

fig. 313 et de l'organe vocal (*fig.* 310), ne laisse aucun doute que la formation de la voix humaine ne soit la même que celle du son dans ces appareils ; et les observations que nous avons rapportées précédemment sur les tuyaux membraneux permettent de concevoir comment la colonne d'air qui s'élève au dessus de la glotte, quoique d'une longueur constante, peut cependant vibrer à l'unisson, à cause de l'élasticité variable des parois du larynx, qui peuvent recevoir tous les degrés de tension, d'autant plus que les lèvres, en se rapprochant ou s'écartant plus ou moins, transforment à volonté le tuyau vocal en un tuyau tantôt ouvert, tantôt fermé. D'ailleurs M. Savart a reconnu par l'expérience qu'un tuyau ayant les mêmes dimensions que le tuyau vocal, et susceptible de même d'une tension variable dans une partie de son étendue, peut rendre un grand nombre de sons différents, qui embrassent dans l'échelle musicale le même espace que ceux de la voix humaine.

Depuis le mémoire de M. Savart, dont nous avons extrait ce qui précède, M. Cagnard de Latour est parvenu à produire un son en soufflant dans un disque percé d'un trou circulaire. Il paraissait, d'après cela, que le seul frottement de l'air contre un corps résistant était capable de le mettre en vibration ; et cette conjecture a acquis une nouvelle probabilité depuis que M. Savart a démontré qu'un liquide qui s'écoule d'un vase par un orifice est dans un état vibratoire ; car on ne peut pas douter qu'il n'en soit ainsi pour les gaz.

Le gosier, la bouche et les fosses nasales, qui forment le tuyau d'écoulement de l'air, ont une grande influence sur le timbre. Si les fosses nasales viennent à s'obstruer de manière que l'air ne puisse plus y passer, la voix prend un timbre particulier, et l'on dit que l'on parle du nez ; expression vicieuse, car c'est alors seulement que l'on ne parle pas du nez. Pour vérifier cette assertion il suffit de comprimer les narines avec les doigts, de manière à les fermer : la voix prend à l'instant le timbre en question.

465. L'organe de la voix chez les autres animaux est disposé de la même manière que dans l'homme : aussi il n'y a que les animaux pourvus de poumons qui aient une véritable voix. La principale différence qu'on rencontre consiste dans la position et la forme de la glotte. Dans les oiseaux, elle est placée à la partie inférieure de la trachée-artère, presque à l'issue des poumons : c'est pourquoi les oiseaux criards à qui on a coupé le cou, même très loin de la tête, continuent à crier. Dans les reptiles elle est placée à l'extré-

mité supérieure du canal. M. Savart, dont le nom se retrouve à chaque pas dans l'acoustique, a fait un travail très remarquable sur la voix des oiseaux. (*Annales de physique et de chimie*, t. XXXII.)

On peut se faire une idée du mode d'embouchure de l'organe vocal des oiseaux par l'expérience suivante. Si l'on prend une tige creuse de quelque plante, qu'on la saisisse entre les lèvres en la comprimant légèrement, et qu'ensuite on y fasse passer un courant d'air, il se produit des sons qui ont une gravité extraordinaire, eu égard au diamètre et à la longueur de la colonne d'air. Les parois du tube entrent fortement en vibration, car on les sent frémir sous les lèvres. Un pareil tuyau, d'un très petit diamètre et d'environ 2 pouces de longueur, peut donner des sons aussi graves que la voix humaine. En variant la vitesse du vent, on peut ainsi produire quatre ou cinq sons autour de celui qui sort le plus facilement. Pour concevoir la production du son de cet instrument, il faut remarquer que le tuyau cylindrique est comprimé par les lèvres; mais qu'alors, en vertu de son élasticité et par le courant d'air qui s'échappe, il tend à reprendre sa forme primitive, la pression des lèvres l'aplatit ensuite de nouveau, et ainsi de suite; en même temps l'air renfermé dans la partie ébranlée du tuyau éprouve une succession de dilatations et de condensations : il résulte alors de cette double action que la colonne d'air et les parois du tube sont ébranlées en même temps avec beaucoup de force, et qu'en conséquence le son acquiert beaucoup d'intensité. Nous ne pourrions donner une explication suffisante de l'organe de la voix des oiseaux sans entrer dans des détails anatomiques trop étendus pour un traité élémentaire de physique.

SECONDE PARTIE.

FLUIDES IMPONDÉRABLES.

---

464. Un grand nombre de phénomènes ont conduit à admettre l'existence de plusieurs fluides d'une subtilité extrême qui pénètrent tous les corps, et qui sont complétement dépourvus de pesanteur. Les fluides impondérables admis jusqu'ici sont : le calorique, les fluides électriques, magnétiques , et la lumière.

Il est probable que ces fluides ne sont pas tous différents les uns des autres , et que plusieurs ne sont que des manières d'être diverses d'un seul et même fluide ; mais nous les admettrons tous , en nous réservant de faire connaître leurs similitudes et leurs différences.

CHAPITRE PREMIER.

DU CALORIQUE.

465. Au commencement de cet ouvrage nous avons parlé du calorique ; nous l'avons regardé comme un fluide dont tous les corps étaient pénétrés, qui jouissait d'une grande force expansive, et qui avait pour tous les corps une affinité plus ou moins grande, et variable pour chacun d'eux dans les mêmes circonstances. C'est par ces différentes propriétés du calorique et par l'attraction moléculaire que nous avons expliqué les différents états des corps. (90 à 92.)

466. Pour constater l'impondérabilité de la chaleur, il suffit de peser successivement le même corps chaud et froid : on ne trouve pas de différence appréciable à nos instruments les plus délicats.

Il est évident que, pour que les expériences soient concluantes, il faut opérer sur des corps qui ne puissent éprouver aucune action de la part de l'air.

467. Deux hypothèses différentes ont été émises sur la nature intime de la chaleur. Dans la première, on regarde la chaleur comme provenant d'un fluide très subtil dont les molécules, douées d'une grande force répulsive, se meuvent avec une grande vitesse, et s'accumulent dans les corps à mesure que l'intensité des effets de la chaleur y augmente. Dans l'autre, on admet un fluide jouissant des mêmes propriétés physiques, remplissant tout l'espace; mais on considère la chaleur comme résultant des vibrations moléculaires des corps, vibrations qui se transmettent à distance par l'intermédiaire du calorique, comme les vibrations sonores se transmettent par l'air : les corps les plus chauds sont alors ceux dans lesquels les vibrations s'exécutent avec la plus grande rapidité. Aucune de ces deux hypothèses n'est suffisamment démontrée par les faits connus; mais heureusement les lois physiques de la chaleur sont indépendantes de ces hypothèses. La première hypothèse étant plus simple et se prêtant plus facilement à l'explication des phénomènes, nous l'admettrons.

Avant de commencer l'étude des phénomènes de la chaleur, nous devons d'abord donner quelques explications préliminaires.

468. *Température, Thermomètres.* Lorsqu'un corps s'échauffe, on dit que sa température augmente, qu'elle baisse quand il se refroidit, et que des corps ont la même température lorsque, par leur contact, leur état ne change pas, quoiqu'ils puissent alors produire sur nos organes des effets fort différents. On est convenu de mesurer la température par les variations de volume des corps qui accompagnent toujours les variations de température; et, comme les températures de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau pure sous la pression de $0^m,76$ sont constantes, on est convenu de désigner sous le nom de degré de température l'accroissement de chaleur correspondant à un accroissement de volume du corps thermométrique égal à 1/100 de l'accroissement de volume qu'il éprouve en passant de la température de la glace fondante à celle de l'ébullition de l'eau sous la pression de $0^m,76$. Mais comme tous les corps ne se dilatent pas de la même manière, une même température, qui différerait de celle de la glace fondante et de celle de l'ébullition, serait représentée par des nombres différents lorsqu'on emploierait différentes substances thermométriques : on a

donc été obligé de convenir aussi de la nature du corps thermométrique. On a choisi les gaz, attendu que, tous se dilatant de la même manière, les effets que la chaleur y produit sont indépendants de leur nature, et doivent être plus simples que quand les corps sont à l'état solide ou liquide; ce que d'ailleurs l'expérience a confirmé. Mais comme le mercure se dilate de la même manière que les gaz, jusqu'à l'ébullition de l'eau, on peut employer indifféremment l'air ou le mercure jusqu'à cette température.

469. Les thermomètres à mercure sont formés d'un tube de verre capillaire cylindrique, fermé à la partie supérieure, et terminé inferieurement par un réservoir sphérique ou cylindrique; le réservoir et une partie du tube sont remplis de mercure. A côté du tube ou sur le tube lui-même se trouve une échelle divisée, dont le zéro correspond au niveau du liquide quand l'instrument est plongé dans la glace fondante, et dont le 100e degré correspond à l'ébullition de l'eau pure; l'échelle est souvent prolongée au delà du zéro et du 100e degré par des degrés d'égale longueur. Chaque degré correspond à un accroissement de volume apparent du mercure de 1/6480 de son volume à 0°. On emploie quelquefois des thermomètres à alcool; mais, pour qu'ils soient comparables aux thermomètres à mercure, il faut que leurs échelles aient été tracées d'avance, de manière à donner les mêmes indications dans les mêmes circonstances; ce qu'on obtient facilement en plongeant dans un même liquide, dont on fait varier successivement la température, un thermomètre à mercure gradué et un thermomètre à alcool; on marque alors sur l'échelle de ce dernier les indications du thermomètre à mercure, et on obtient les divisions intermédiaires, en supposant qu'entre les températures observées les dilatations sont uniformes. Les thermomètres à air sont formés d'un tube de verre capillaire, terminé par un réservoir comme les thermomètres à mercure; mais le tube est ouvert à la partie supérieure, et le réservoir ainsi qu'une partie de la tige contiennent de l'air sec, séparé de l'air extérieur par une bulle de mercure. Le tube est divisé en parties d'égales capacités, dont le volume est une fraction connue de celui du réservoir. On commence d'abord par déterminer le volume de l'air à la température de la glace fondante, et, dans chaque cas, on détermine la température par la mesure du volume de l'air, sachant que pour chaque degré l'air se dilate de 1/267 de son volume à 0°. Le thermomètre à air étant ouvert, il faut tenir compte de la pression de l'atmosphère quand on observe le volume de

l'air renfermé dans l'instrument, et le ramener à ce qu'il serait sous la pression de 0^m,76. La mesure des températures par le thermomètre à air étant compliquée, cette méthode n'est employée que quand la température est très élevée, et qu'elle doit être mesurée avec une très grande précision; et encore, dans ce cas, on peut déduire des indications du thermomètre à mercure celles qui seraient données par le thermomètre à air.

Ces notions sur les thermomètres sont maintenant suffisantes; nous les compléterons seulement à la fin de ce chapitre, attendu que l'explication complète de la construction des thermomètres exige la connaissance de toute la théorie de la chaleur.

§ I. *Calorique rayonnant.*

470. Lorsqu'un corps est plongé dans l'air ou dans un fluide quelconque, liquide ou gazeux, à une plus basse température, il se refroidit, et finit toujours, après un temps plus ou moins long, par atteindre exactement la température du milieu dans lequel il est plongé. Lorsqu'un corps est renfermé dans une enceinte vide dont l'enveloppe est à une température inférieure, le corps se refroidit encore, et finit, comme dans le cas précédent, par se mettre en équilibre de température avec les parois de l'enceinte : il résulte de là que le calorique d'un corps chaud isolé dans le vide traverse l'espace vide qui le sépare des corps environnants. Ainsi les corps chauds se refroidissent non seulement en cédant une partie de leur calorique aux corps qui sont en contact avec eux, mais encore ils lancent du calorique dans toutes les directions : c'est ce dernier qu'on a désigné sous le nom de *calorique rayonnant.*

Il serait difficile d'étudier les propriétés du calorique rayonnant dans le vide; il est beaucoup plus convenable de les étudier dans l'air, non seulement parce que les expériences sont plus faciles, mais parce que c'est dans ce milieu que les phénomènes se passent ordinairement. Nous verrons d'ailleurs que la présence de l'air ne peut avoir d'autre influence que de diminuer l'intensité du calorique rayonnant, mais qu'il ne peut pas altérer les lois de son mouvement.

471. *Le calorique rayonnant se meut en ligne droite, et se réfléchit contre les surfaces polies; le rayon incident et le rayon réfléchi sont tous deux dans un plan perpendiculaire à la surface réfléchissante, et également inclinés sur la normale.* La démonstration de ces propriétés repose sur une propriété des miroirs sphériques que nous allons d'abord faire connaître. Soient *MN* (*fig.*

315) une portion de surface sphérique, et A un point quelconque d'où émanent des rayons rectilignes. Nous démontrerons plus tard que, si tous ces rayons jouissent de la propriété de se réfléchir suivant les lois énoncées, les rayons réfléchis iront tous passer sensiblement par un point F, que l'on nomme *foyer*. On peut en déterminer la position en plaçant une lumière au point k, et cherchant dans l'espace en avant du miroir, avec un petit morceau de papier, le point où l'on obtient sur le papier une image nette de la lumière : ce point est le foyer.

Cela posé, si on place devant un miroir sphérique MN (*fig.* 316) un corps chaud K et au foyer un thermomètre, celui-ci s'élève rapidement, tandis que ceux qui seraient placés en avant, en arrière ou à côté du foyer, n'éprouveraient aucune variation sensible, pourvu que le corps chaud fût à une distance assez grande du thermomètre pour n'exercer aucune influence directe sur lui. Il résulte évidemment de là que le miroir concentre à son foyer la chaleur qu'il reçoit du corps chaud; et comme cela ne peut avoir lieu qu'autant que la chaleur se meut en ligne droite, et qu'elle se réfléchit contre sa surface dans un plan normal, sous un angle d'incidence égal à l'angle de réflexion, il s'ensuit nécessairement que la chaleur rayonnante jouit de ces propriétés. Cette expérience ne fait pourtant rien préjuger sur la nature même du rayonnement : car la concentration de la chaleur au foyer aurait également lieu, soit qu'on suppose que le calorique rayonnant provienne d'une émanation réelle des corps chauds, ou qu'elle résulte d'un mouvement ondulatoire propagé par l'éther, comme nous le verrons en parlant de la lumière.

Les mouvements de l'air ne changent point ceux du calorique rayonnant : car, si on établit un courant d'air devant le miroir, les effets précédents n'en sont point troublés.

472. Pour rendre les variations de température du foyer très sensibles, et surtout pour que les indications de l'instrument soient indépendantes des variations de température de l'air ambiant, on place ordinairement au foyer un des deux appareils que nous allons décrire.

Le premier, connu sous le nom de *thermoscope*, est dû à Rumfort : il consiste (*fig.* 317) en un tube capillaire $DABC$, dont les extrémités recourbées verticalement sont terminées par deux boules de verre fermées M et N, à peu près d'égales dimensions et pleines d'air; dans la partie horizontale du tube se trouve une pe-

tite colonne de mercure *mn*, qui sépare les capacités des deux boules. On dispose l'appareil de manière que, les deux boules étant à la même température, l'index de mercure se trouve au milieu de la ligne *AB* : l'air, comme tous les autres corps, se dilatant par la chaleur, la plus légère différence de température des deux boules déplace l'index, et le porte du côté de celle dont la température est la plus basse. L'autre appareil, découvert en même temps par M. Leslie, a reçu de son auteur le nom de *thermomètre différentiel.* Il consiste, comme le thermoscope de Rumfort, en un tube *ABCD* deux fois recourbé (*fig.* 318 et 319), dont les extrémités sont terminées par deux boules pleines d'air *M* et *N*. La seule différence entre cet instrument et celui que nous venons de décrire consiste en ce que, dans celui-ci, les tiges verticales sont plus longues, les boules plus voisines, et que l'index est une longue colonne d'acide sulfurique coloré par du carmin. On pourrait ainsi disposer l'appareil comme dans la fig. 320. Le tube *ab* qui termine la boule supérieure *M* plonge dans la boule *N*, en partie pleine de liquide et exactement fermée : il est facile de voir que les variations de température des boules *M* et *N* occasionneront un mouvement correspondant dans le niveau de la liqueur colorée. Si la boule *N* n'était pas fermée, le niveau de la liqueur dans le tube *ab* varierait avec la température de l'air environnant et avec la pression atmosphérique ; ce ne serait plus alors un thermomètre différentiel.

Pour graduer ces différents instruments, on note d'abord le point où s'arrête le liquide quand les deux boules sont soumises à la même température; ensuite on plonge une des deux boules dans de l'eau dont la différence de température avec celle de l'air soit connue : on obtient ainsi deux points de l'échelle, et on divise l'intervalle en parties égales. Nous reviendrons plus tard sur cet objet.

Ces divers instruments indiquant seulement la différence de température des deux boules, si on les place de manière que l'une d'elles soit au foyer du miroir (*fig.* 316), l'autre étant soumise seulement à l'action de l'air, l'instrument indiquera les plus légères différences entre la température de l'air et celle du foyer ; et en outre les indications de l'instrument seront proportionnelles aux quantités de chaleur qu'il reçoit. En effet, quand la température du thermomètre devient stationnaire, la boule du thermomètre perd autant de chaleur par son refroidissement qu'elle en reçoit du miroir. Or, comme nous le verrons plus loin, la quantité de chaleur perdue par le

refroidissement est proportionnelle à l'excès de température du corps sur le milieu ambiant : donc cet excès de température est proportionnel à la quantité de chaleur reçue et réfléchie par le miroir.

M. Leslie a fait au thermomètre différentiel une modification qu'il est important de connaître : car cet instrument peut alors servir, sans miroir et sans écran, à mesurer l'intensité du rayonnement des corps. Tout le changement consiste en ce qu'une des boules est recouverte d'une épaisse feuille d'or ou d'argent : les rayons de chaleur qui arrivent sur cette boule sont alors presque entièrement réfléchis, tandis que ceux qui se présentent sur l'autre sont presque entièrement absorbés. Cet instrument, que l'auteur désigne sous le nom de *pyroscope* (*fig.* 321), peut non seulement faire juger des différences d'intensité d'un foyer, mais il peut encore en donner une mesure exacte. En effet, supposons d'abord que la boule dorée n'absorbe point de rayons, l'instrument se comportera exactement comme un thermomètre différentiel ordinaire dont une des boules serait soustraite à l'action du foyer par un écran. Dans le cas où le pouvoir absorbant de la boule n'est pas nul, quel qu'il soit, l'excès de température qu'elle prendra sera proportionnel à la température de la source, et par conséquent l'indication de l'instrument, qui est proportionnelle à la différence des températures des deux boules, sera proportionnelle à la température du foyer.

475. Les expériences relatives à la réflexion du calorique rayonnant se font d'une manière bien plus décisive au moyen de deux miroirs sphériques.

Lorsqu'un miroir sphérique reçoit un faisceau de rayons qui jouissent de la propriété de se réfléchir dans un plan normal, et sous un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence, nous avons déjà dit que les rayons réfléchis passent tous sensiblement par un même point, désigné sous le nom de *foyer*. Cette propriété a encore lieu quand le centre de rayonnement est à l'infini, c'est-à-dire quand les rayons incidents sont parallèles : alors le foyer est placé sur le rayon dont le prolongement passe par le centre de rayonnement, et à une distance du miroir égale à la moitié de son rayon. Il résulte de là que, si le point lumineux était au foyer, les rayons réfléchis deviendraient parallèles, et par suite que, si deux miroirs sphériques MN et $M'N'$ (*fig.* 322) étaient placés en regard, et si un des foyers F était occupé par un centre de rayonnement, tous les rayons réfléchis contre le miroir MN iraient passer par le foyer F' de l'autre. Par cette disposition, les rayons concentrés sont bien plus nombreux que par l'emploi d'un seul miroir ; et en outre, si les rayons réfléchis par le premier miroir étaient exactement parallèles, et si ces rayons n'étaient pas en partie absorbés par l'air, l'effet produit serait indépendant de la distance des miroirs.

Cela posé, soient (*fig.* 323) deux miroirs sphériques MN et $M'N'$ en regard, dont les axes se confondent. Supposons qu'au

foyer F de l'un d'eux on place un corps chaud, et un thermomètre différentiel à l'autre foyer F' : il est évident, d'après ce qui précède, que tous les rayons émanés du foyer F qui se réfléchiront contre le miroir M formeront un faisceau de rayons parallèles à l'axe XY, qui, reçus et réfléchis par le second miroir, iront tous passer par le foyer F'. En employant un boulet incandescent on peut rendre le rayonnement sensible à une très grande distance, on peut même enflammer de l'amadou à plusieurs mètres.

474. Les lois du rayonnement que nous venons de faire connaître se manifestent également dans le vide. Pour reconnaître que le calorique rayonnant traverse le vide comme l'air, on pourrait prendre un ballon MN (*fig.* 324) renfermant un thermomètre très sensible, et dans lequel on aurait fait le vide à l'aide de la machine pneumatique. En le plaçant devant le miroir de manière que la boule du thermomètre fût au foyer, les mouvements de la colonne de mercure indiqueraient que les rayons traversent le vide intérieur du ballon ; mais le thermomètre ne s'élèverait pas autant que s'il était libre, à cause de la diminution d'intensité que les rayons éprouvent en traversant le verre. Si on voulait faire l'expérience dans un vide parfait, on pourrait employer la méthode suivante, indiquée par Rumfort : on soude une boule M (*fig.* 325) à l'extrémité d'un tube ab de plus de 30 pouces de hauteur; on place un thermomètre dans la boule par sa tubulure m, que l'on ferme ensuite hermétiquement ; alors on remplit le tube comme un baromètre, et on le renverse dans une cuvette pleine de mercure : le mercure descend en c, et la capacité de la boule se trouve complétement vide. Si on veut séparer la boule et le thermomètre du tube, on fond le verre au dessus du point c avec la flamme d'un chalumeau, de manière à fermer le tube, et quand le verre est refroidi, on casse le tube au dessous de la soudure.

Mais pour reconnaître que la réflexion du calorique rayonnant a lieu dans le vide comme dans l'air, il faut employer l'appareil *fig.* 326. AB et $A'B'$ sont deux petits miroirs sphériques, placés verticalement sous une cloche, reposant sur le plateau d'une machine pneumatique, au moyen de laquelle on fait le vide dans la cloche ; mn est un petit thermomètre différentiel horizontal, dont une des boules est au foyer du miroir AB. Pour produire de la chaleur à l'autre foyer, Davy a employé un moyen très ingénieux : il consiste à faire arriver à ce foyer deux fils de cuivre, ab et $a'b'$, communiquant avec les deux pôles d'une pile voltaïque, et armés

chacun, aux points a et a', d'un petit cône de charbon. Le courant électrique, en traversant le charbon, le rend incandescent, et produit de la chaleur qui se transmet au foyer de l'autre miroir.

475. *Vitesse du calorique rayonnant.* Si dans l'expérience de la figure 323 on place un écran entre le corps chaud et le miroir, et si on l'enlève subitement, on ne peut estimer aucun intervalle appréciable entre l'instant où l'écran est enlevé et celui où commencent les indications du thermoscope, quelle que soit d'ailleurs la distance du corps chaud au miroir, pourvu toutefois que cette distance ne soit pas assez grande pour que le corps chaud ne puisse plus avoir d'influence sur l'instrument. L'expérience a été faite sur une distance d'environ 23 mètres. Il résulte de là que la transmission de la chaleur se fait avec une grande rapidité. C'est, d'ailleurs, ce que l'on pourrait conclure de ce que le calorique qui accompagne la lumière se meut avec la même vitesse : par conséquent, comme nous le démontrerons plus tard, il parcourt la distance qui nous sépare du soleil en 8'. On ne peut pas affirmer cependant que le calorique obscur se meut avec la même rapidité ; et quoiqu'il résulte des expériences que nous venons de citer que sa vitesse est fort grande, comme les distances auxquelles ces expériences ont été faites sont extrêmement petites, il pourrait y avoir une énorme différence entre la vitesse du calorique lumineux et celle du calorique obscur, sans qu'elle fût appréciable dans les expériences en question.

476. *L'intensité du calorique rayonnant varie en raison inverse du carré de la distance à la source.* En effet, si on place devant une des boules d'un thermomètre différentiel dont l'autre boule est abritée par un écran une source quelconque de chaleur dont on fait varier la distance, on trouve que les quantités totales de chaleur reçues varient suivant la loi énoncée. Si on employait un miroir pour augmenter l'effet, ce serait évidemment les distances du corps chaud au miroir qu'il faudrait mesurer, et pour chaque distance du corps chaud il faudrait placer la boule du thermomètre différentiel au foyer relatif à cette distance. On peut aussi démontrer cette loi par le raisonnement, en admettant qu'il n'y a point de chaleur perdue dans la transmission. En effet, décrivons autour d'un centre rayonnant deux sphères concentriques avec des rayons R, R', et prenons sur chacune d'elles la même étendue absolue m : chaque sphère interceptant tous les rayons, les quantités de chaleur qui arriveront sur l'étendue m aux distances R et R' seront

évidemment dans le rapport de la surface m aux surfaces des sphères dont les rayons sont R et R'. Ainsi, en désignant ces quantités par I et I', on aura :

$$I : I' :: \frac{m}{4\pi R^2} : \frac{m}{4\pi R'^2} :: \frac{1}{R^2} : \frac{1}{R'^2}.$$

Cette loi n'est applicable, à la rigueur, qu'à un élément très petit de surface, puisque, si elle avait une grandeur finie, il faudrait supposer qu'elle prît différentes courbures à mesure que la distance varierait. Mais on peut l'appliquer à une surface quelconque, pourvu que son étendue soit très petite relativement à sa distance au point rayonnant. Si le foyer, au lieu d'être un point rayonnant, avait des dimensions finies, la quantité de chaleur reçue par une surface d'une certaine étendue varierait encore sensiblement suivant la loi énoncée, pourvu que la distance des deux corps fût très grandes relativement à leurs dimensions.

477. *Transmission du calorique rayonnant à travers les corps solides et liquides.* On sait que le calorique qui accompagne la lumière n'est point intercepté par les écrans solides transparents. On pouvait penser que l'effet observé provenait de l'échauffement de l'écran ; mais une expérience de M. Prévost fit voir que certains corps sont, comme les gaz, librement traversés par le calorique rayonnant. Cette expérience consistait à faire écouler de l'eau en lame mince, et à placer d'un côté un fer chaud et de l'autre un thermoscope très sensible. L'instrument éprouvant une variation appréciable lorsque la boule était noircie, cet effet ne pouvait être attribué qu'au calorique rayonnant qui avait traversé la lame d'eau. Plus tard Delaroche mit cette proposition encore plus en évidence par une suite d'expériences dans lesquelles des écrans transparents étaient placés entre une source de chaleur et un thermoscope, d'abord nus, et ensuite recouverts de noir de fumée sur la face voisine de la source. Dans le premier cas l'effet produit était le résultat du calorique transmis à travers l'écran et de celui qui provenait de son échauffement ; et dans le second l'effet produit, qui était alors beaucoup plus petit que dans le premier cas, résultait uniquement de son échauffement : car le noir de fumée, comme nous le verrons bientôt, absorbe tous les rayons de chaleur qui le rencontrent. Ainsi, en retranchant le second effet du premier, on avait un résultat plus petit que celui produit par le calorique rayonnant transmis. Delaroche démontra ainsi 1° que le calorique rayonnant traverse le verre, et en proportion d'autant plus grande que la source est à

une température plus élevée ; 2° que le calorique qui a déjà traversé un écran de verre éprouve en en traversant un second une perte proportionnellement beaucoup moindre. Récemment, M. Melloni, à l'aide d'un instrument d'abord imaginé par Nobili, beaucoup plus sensible que ceux qu'on avait employés jusque alors, a repris la question de la transmission du calorique rayonnant à travers les corps solides et liquides : il a confirmé les faits découverts par Delaroche, et a reconnu en outre dans le calorique rayonnant des propriétés nouvelles très importantes.

478. L'appareil employé par M. Melloni se compose essentiellement d'une *pile thermo-électrique* et d'un *rhéomètre multiplicateur*. La pile thermo-électrique est formée de 25 à 30 petits barreaux de bismuth et d'antimoine de 2 millimètres de section sur 2 à 3 centimètres de longueur, soudés alternativement en zig-zag de manière à former un circuit continu et assez ramassé pour être logé dans un cylindre de cuivre de quelques centimètres de diamètre : par cette disposition toutes les soudures de rangs pairs sont d'un côté du cylindre et toutes les soudures impaires de l'autre. Nous verrons plus tard que, si on réunit les deux extrémités de la pile par un fil métallique, aussitôt que les deux systèmes de soudures ne sont pas à la même température, un courant électrique parcourt le circuit, et produit dans une aiguille aimantée voisine une déviation d'autant plus considérable que la différence de température est plus grande.

Le rhéomètre multiplicateur consiste en un fil de cuivre recouvert de soie, enroulé sur un cadre et dont les deux extrémités peuvent être mises en contact avec les extrémités de la pile ; deux aiguilles magnétiques égales, horizontales, solidaires, leurs pôles contraires en regard, et suspendues à un fil de cocon, sont placées l'une dans l'intérieur du cadre, l'autre au dessus, et au dessous de cette dernière se trouve un cercle divisé : lorsque les extrémités du fil sont mises en communication avec celles de la pile, et qu'on approche une source de chaleur d'une des extrémités de la pile, le système des deux aiguilles est dévié de sa direction. Cet appareil est incomparablement plus sensible que les meilleurs thermoscopes. Nous renvoyons pour plus de détails aux articles consacrés au développement de l'électricité par la chaleur, et à la construction des rhéomètres multiplicateurs ; ici nous nous bornerons à décrire l'appareil de M. Melloni, la manière de le graduer et de s'en servir.

La *fig.* 327 représente l'appareil de M. Melloni avec tous ses ac-

cessoires : *A* est la pile thermo-électrique dont les extrémités sont en *m* et *n* ; elle est renfermée dans un tube de cuivre beaucoup plus long, monté sur un support de manière qu'on puisse le placer à différentes hauteurs et lui donner différentes inclinaisons. *B* est le rhéomètre multiplicateur; *C* est un écran double, percé d'un orifice *o*, au devant duquel se trouve un support *D*, destiné à recevoir les plaques que le calorique doit traverser ; *M* est un écran mobile qui sert à intercepter le rayonnement de la source de chaleur ; enfin *E* est un support qui reçoit les différents corps qui doivent rayonner. Lorsque les rayons de la source arrivent sur une des extrémités de la pile, l'aiguille aimantée est déviée de sa direction, et d'autant plus que les rayons ont une plus grande intensité.

Les deux extrémités de la pile doivent être recouvertes d'une légère couche de noir de fumée, afin que tous les rayons qui se présentent soient absorbés : car le noir de fumée a un pouvoir absorbant absolu, comme nous le verrons bientôt. La pile agit alors comme un thermomètre différentiel très sensible dont les boules seraient recouvertes de noir de fumée. C'est ce que d'ailleurs M. Melloni a démontré par des expériences directes en mettant à la place de la pile un thermomètre différentiel dont les deux boules étaient remplacées par deux cubes en cuivre mince recouverts intérieurement et extérieurement de noir de fumée : les faisceaux de chaleur qui agissaient de la même manière sur la pile produisaient aussi des effets identiques sur le thermomètre différentiel. Le rhéomètre multiplicateur doit être d'une grande sensibilité, et on doit apporter dans sa construction tous les soins dont il sera question lorsque nous parlerons de la construction de ces instruments.

La déviation de l'aiguille croissant avec l'intensité de la chaleur qui parvient à une des faces de la pile, mais suivant des lois qui dépendent de la construction de l'instrument, et qu'il est impossible de connaître *à priori*, il est indispensable de former une table contenant les intensités de chaleur correspondantes aux différentes déviations de l'aiguille. M. Melloni emploie pour cela deux méthodes différentes qui se servent mutuellement de contrôle. Toutes deux sont fondées sur ce fait, que pour de très petites déviations les quantités de chaleur reçues par la pile sont proportionnelles aux déviations. Nous verrons plus tard, en effet, que dans ce cas les déviations sont sensiblement proportionnelles aux forces magnétiques du circuit, et que ces forces sont proportionnelles elles-mêmes aux quantités de chaleur reçues par la pile, mê-

me jusqu'à 140°. La première des deux méthodes consiste à placer devant les deux faces de la pile deux sources quelconques de chaleur, peu différentes et ne produisant qu'une déviation de quelques degrés, 5 par exemple : en arrêtant successivement par un écran le rayonnement d'une des sources, l'aiguille sera déviée successivement en sens contraire, par exemple de 30° et de 29°. Par conséquent, si on représente par l'unité la chaleur qui ferait dévier l'aiguille de 0° à 1°, celle qui ferait passer l'aiguille de 29° à 30° serait égale à 5. En faisant varier la distance des sources aux extrémités de la pile on obtiendra ainsi la valeur de tous les degrés du cadran, et on formera une table des valeurs des déviations de degré en degré. La seconde méthode consiste à faire agir sur la pile une source de chaleur, d'abord directement, et ensuite à travers une plaque de verre. Le rapport des effets étant évidemment constant quelle que soit la distance de la source, et ce rapport étant celui des arcs parcourus lorsque la déviation résultant de l'action directe du foyer ne dépasse pas 5 à 6 degrés, on trouvera facilement le rapport des forces qui produisent les différentes déviations de l'aiguille. Ce second mode de graduation donne les mêmes résultats que le premier. M. Melloni a encore vérifié sa tabulation en observant les effets produits par une même source de chaleur agissant directement sur la pile à des distances variables et connues : il a reconnu que les effets étaient en raison inverse des carrés des distances, comme cela devait être. Ce dernier mode de vérification pourrait même être employé avec autant de facilité pour former la table que les méthodes exposées d'abord.

M. Melloni n'a étendu la tabulation que jusqu'à 35° ; mais il n'opère ordinairement que sur des arcs de 30°, parce qu'il a reconnu qu'au delà, de petites variations dans l'axe de suspension de l'aiguille produisaient des changements notables dans les déviations correspondantes aux mêmes quantités de chaleur reçues par la pile.

Les sources de chaleur employées sont une spirale de platine maintenue incandescente par son immersion dans la flamme de l'alcool, une plaque mince de cuivre couverte de noir de fumée maintenue par la flamme de l'alcool à une température de 400° environ, enfin une lampe de Locatelli armée d'un petit miroir parabolique. Cette lampe est formée d'un réservoir qui maintient l'huile à un niveau constant dans un petit bec rectangulaire dans lequel on place une petite mèche cubique; la flamme, peu supérieure à celle d'une veilleuse ordinaire, est sensiblement constante : c'est cette circon-

stance et l'absence de la cheminée en verre qui a fait préférer cette lampe à toutes les autres.

Pour se servir de cet appareil on place l'axe de la pile, l'orifice *o* et le foyer de chaleur, dans la même direction; ensuite on relève l'écran *M*; on tourne le système des fils et le cadran du rhéomètre de manière que l'aiguille s'arrête sur le zéro, après quoi on fait varier la distance du foyer jusqu'à ce que la déviation de l'aiguille soit à peu près de 30°. On peut alors observer les effets produits par différentes plaques que l'on pose devant l'orifice *o*. Mais si à chaque expérience il fallait attendre que l'aiguille fût en repos, ce qui n'a jamais lieu qu'après 90 secondes environ, il y aurait une grande perte de temps et une cause d'erreur provenant de la variation que la source de chaleur aurait pu éprouver.

M. Melloni a évité cet inconvenient de la manière suivante. Il résulte de toutes les expériences que l'aiguille, avant de se fixer, atteint d'abord un maximum de déviation dans un temps très court d'environ 7 à 8 secondes, et cela, quelle que soit la nature de la source de chaleur qui rayonne directement sur la pile, ou la nature des écrans traversés par les rayons calorifiques, et que le rapport de la déviation maximum à la déviation fixe est un nombre constant pour chaque arc. Le rapport entre le maximum de déviation et la déviation stable étant un nombre constant pour la même déviation, on peut construire une table donnant les déviations stables correspondantes aux déviations maximum. C'est ce qu'a fait M. Melloni; et en outre, pour faire disparaître complétement les erreurs qui pourraient résulter des variations de la source, ce physicien a toujours employé la méthode des alternations; c'est-à-dire qu'après avoir obtenu le résultat *A*, puis ensuite le résultat *B*, il observait de nouveau le résultat *A*, et il comparait le résultat *B* avec la moyenne des résultats *A*.

479. Il est d'abord facile de constater, à l'aide de l'appareil que nous venons de décrire, la propagation libre de la chaleur à travers les corps solides. En effet, lorsque le foyer et la pile sont convenablement espacés, on reconnaît 1° que la déviation de l'aiguille ne change pas en approchant ou en éloignant les corps; 2° qu'en remplaçant l'écran transparent par une feuille mince de papier ou de métal mince noircis, l'effet est nul; 3° que le temps que l'aiguille met à atteindre le maximum de déviation ou à devenir stationnaire est indépendant de la nature et de l'épaisseur de l'écran; 4° que,

si on place la pile hors de la direction du faisceau calorifique émané de la source, en la tenant toujours tournée vers l'écran d'où sort le faisceau, l'aiguille descend au zéro de la division. Tous ces faits ne permettent pas évidemment d'admettre que la chaleur rayonnée sur la pile provienne de l'échauffement du corps.

M. Melloni désigne sous le nom de *diathermanes* les corps qui se laissent pénétrer par le calorique rayonnant, et sous celui d'*athermanes* ceux qui ne jouissent pas de cette propriété.

480. En faisant varier le poli, l'épaisseur, la nature des plaques et la nature de la source, M. Melloni a constaté les faits suivants.

1° La quantité de chaleur qui traverse une plaque diathermane est d'autant plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, que le poli est plus parfait.

2° La quantité de chaleur qui traverse des plaques de même épaisseur et de nature différente, dans les mêmes circonstances, est très variable. La faculté que possèdent les corps de pouvoir être traversés par la chaleur rayonnante n'a aucun rapport avec leur degré de transparence. Par exemple, une plaque de cristal de roche enfumée de 86 millimètres d'épaisseur, d'une teinte assez prononcée pour ne pas permettre de distinguer à travers les lettres d'une page imprimée en gros caractères, laisse passer plus de chaleur qu'une plaque d'alun bien transparent de $1^{mm},5$; des plaques minces de mica noir et de verre noir, imperméables à la lumière solaire, laissent passer une quantité sensible de chaleur rayonnante. Il n'y a non plus aucun rapport entre la teinte des lames de même nature et les quantités de chaleur qui les traversent dans les mêmes circonstances. Dans les corps solides non cristallisés incolores, et dans les liquides, la faculté de transmettre le calorique rayonnant varie suivant l'ordre des pouvoirs réfringents; mais il n'en est plus de même dans les corps cristallisés : dans ces derniers corps la transmission est la même dans tous les sens. De tous les corps le sel-gemme est celui qui laisse passer la chaleur rayonnante en plus grande quantité, l'alun celui qui en laisse passer le moins. Pour les liquides, le carbure de soufre et l'eau occupent les deux extrémités de l'échelle; l'eau se comporte comme l'alun.

3° La quantité de chaleur qui traverse une plaque diathermane quelconque diminue à mesure que son épaisseur augmente, mais suivant une loi beaucoup moins rapide. Le sel-gemme fait exception : il laisse toujours passer la même quantité de chaleur, du moins pour des épaisseurs comprises entre 2 et 40 milli-

mètres. Le tableau suivant renferme les résultats des expériences faites sur le verre de Saint-Gobain, le cristal de roche limpide, le cristal de roche enfumé, l'huile de colza, et l'eau distillée. La quantité de chaleur qui arrivait directement à la pile est représentée par 100.

Les chiffres que renferme le tableau n'ont point été obtenus sur des lames ayant des épaisseurs croissantes d'abord de 0^{mm},5, et ensuite de 1^{mm} : la chose aurait été impossible; mais en construisant des courbes ayant pour abscisses les épaisseurs des lames, et pour ordonnées les quantités de chaleur, on a pu déduire les quantités de chaleur correspondantes à des épaisseurs croissant régulièrement. Les expériences sur les liquides ont été faites en les introduisant dans de larges tubes de verre, fermés par des plaques de verre à faces parallèles; mais il fallait éviter l'influence des plaques de verre. M. Melloni y est parvenu de la manière suivante. D'abord il a constaté que, pour l'eau et l'huile sous une épaisseur plus grande que 3 millimètres, l'épaisseur des plaques de verre placées en avant, depuis l'extrême minceur jusqu'à 2 ou 3 millimètres, était sans influence. Ce résultat ne provient pas de ce que l'action absorbante du verre ou du cristal de roche est très petite par rapport à celle des liquides, car il n'en est pas ainsi : il provient de ce que les deux liquides sous une épaisseur plus grande que 3 millimètres éteignent déjà par leur action propre tous les rayons qui sont absorbés par le verre et le cristal de 2 à 3 millimètres ; de sorte que la présence des lames de verre en avant de la lame liquide est sans influence. Quant aux lames qui sont placées au delà du liquide, elles ne peuvent exercer qu'une absorption excessivement faible sur le faisceau qui a déjà traversé la lame antérieure et la couche liquide. Par conséquent, pour les épaisseurs de la couche liquide supérieures à 3^{mm}, il n'y avait pas lieu de tenir compte de l'influence des plaques. Pour les épaisseurs d'huile plus petites que 3^{mm}, M. Melloni a remplacé les plaques de verre par des plaques de sel-gemme, qui sont sans influence. Pour l'eau cette substitution était impossible ; mais, M. Melloni ayant reconnu que l'eau saturée de sel marin et l'eau pure renfermée entre des plaques de verre se comportaient sensiblement de la même manière, surtout dans les petites épaisseurs, on a pu, pour les épaisseurs inférieures à 3^{mm}, remplacer l'eau distillée par l'eau saturée de sel, et la renfermer entre deux plaques de sel-gemme.

Épaisseurs en millimètres.	VERRE DE SAINT-GOBAIN.			CRISTAL DE ROCHE LIMPIDE.			CRISTAL DE ROCHE ENFUMÉ.			HUILE DE COLZA.		EAU DISTILLÉE.	
	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.
0,5	77,45	62,10	14,40	78,56	69,50	14,70	81,72	70,02	15,42	64,06	31,97	25,08	8,70
1,0	73,30	51,52	9,90	76,76	63,10	11,25	78,57	64,97	12,27	48,30	22,72	19,33	5,70
1,5	70,40	46,12	6,68	74,76	62,50	9,70	»	»	»	41,00	18,62	15,98	4,15
2,0	68,20	42,82	4,95	73,33	60,55	8,67	75,07	60,32	9,17	36,05	16,27	13,88	3,15
2,5	66,55	»	»	72,46	»	»	»	»	»	32,65	»	»	»
3	65,30	38,32	2,85	71,79	57,55	7,50	73,07	57,37	7,77	30,55	13,57	11,43	2,00
4	63,40	35,82	2,02	70,79	55,30	6,60	71,42	54,77	6,97	27,75	11,92	10,03	1,45
5	62,00	33,97	1,50	70,19	53,30	5,93	»	»	»	25,65	10,77	9,11	1,10
6	60,85	32,32	1,35	69,79	51,40	5,37	»	»	»	23,85	9,77	8,53	0,95
7	59,95	30,82	1,28	69,49	49,75	4,92	»	»	»	22,60	8,87	8,23	0,75
8	59,20	29,62	1,13	69,33	48,40	4,55	»	»	»	21,70	8,12	8,00	0,55
9	»	»	»	»	»	»	»	»	»	21,20	7,52	7,85	0,45
10	»	»	»	»	»	»	»	»	»	20,95	7,12	7,73	0,35
11	»	»	»	»	»	»	»	»	»	20,85	6,72	7,68	0,30
30	»	»	»	»	»	»	»	»	»	12,50	2,12	2,39	0,00
86	»	»	»	»	»	»	59,02	35,00	0,65	»	»	»	»
100	»	»	»	»	»	»	»	»	»	8,08	1,24	1,28	0,00
150	»	»	»	»	»	»	»	»	»	6,05	»	0,71	0,00
200	»	»	»	»	»	»	»	»	»	5,33	»	»	»

On voit, à l'inspection de ce tableau, que les pertes occasionnées par des accroissements égaux d'épaisseur vont toujours en décroissant, et que les effets produits par cet accroissement d'épaisseur, comparés aux intensités des rayons sur lesquels ils agissent, décroissent aussi très rapidement. Par exemple, pour le verre et la lampe de Locatelli, les pertes produites par 6 accroissements successifs de 1^{mm} sont 100 — 73,30 = 26,70 ; 73,30 — 68,20 = 5,10 ; 68,20 — 65,30 = 2,90 ; 65,30 — 63,40 = 1,90 ; 63,40 — 62 = 1,40 ; 62 — 60,85 = 1,15 ; c'est-à-dire 26,70 ; 5,10 ; 2,90 ; 1,90 ; 1,40 ; 1,15 ; et ces pertes, divisées par les intensités des faisceaux 100 ; 73,30 ; 68,20 ; 65,30 ; 63,40 ; 62, donnent 0,26 ; 0,069 ; 0,043 ; 0,029 ; 0,022 ; 0,018.

4° Lorsque plusieurs lames de même espèce sont superposées, l'effet produit est plus petit que celui qui résulterait d'une seule lame ayant une épaisseur égale : par exemple, le rayonnement direct de la lampe étant de 39,66, en interposant une plaque de verre de 8^{mm},274 il a été réduit à 23,35, et en la remplaçant par 6 plaques du même verre, formant une épaisseur totale de 8^{mm},159, il est tombé à 15,11. Des expériences semblables sur le cristal de roche ont donné des résultats semblables : par le rayonnement libre on a obtenu 39,39 ; par une plaque de cristal de roche de 8^{mm},12 l'intensité du faisceau émergent a été réduite à 27,72, et par 6 plaques ayant une épaisseur totale de 8^{mm},604 on a obtenu seulement 18,13.

5° Lorsqu'on emploie un système de plaques de même nature ou de nature différente, l'effet produit est indépendant de l'ordre de succession des plaques.

6° Lorsqu'on fait tomber sur une même plaque des faisceaux de chaleur de même intensité, mais provenant de sources différentes, les quantités de chaleur qui traversent la plaque sont d'autant plus petites que la température propre de la source est moins élevée ; mais la différence est d'autant plus petite que les lames sont plus minces, ce qui prouve qu'elle ne provient pas seulement d'une différence d'action exercée à la première surface, mais d'une inégalité dans les pouvoirs absorbants. On peut vérifier ces deux faits dans le tableau précédent. Le sel-gemme présente une exception extrêmement remarquable à cette loi générale; il transmet toujours 0,923 de la quantité de chaleur rayonnante, quelle que soit la nature de la source. Il se comporte alors avec la chaleur rayonnante comme le verre blanc avec la lumière. Cette transmissibilité décroissante avec la température de la source, qui existe pour toutes les substances diathermanes, excepté le sel-gemme, à mesure que la température de la source diminue, existe aussi pour la conductibilité du calorique dans les métaux : car si on place de l'eau chaude dans un vase de cuivre noirci extérieurement, la quantité de chaleur rayonnée, à mesure que le vase se refroidit, comparée à l'excès de température de l'eau sur celle de l'air, est une fraction décroissante; à 100° cette fraction est 0,457, à 75° elle est 0,393, à 50° elle est 0,267.

7° La chaleur rayonnante, en traversant une lame diathermane, subit une certaine modification qui la rend plus ou moins susceptible d'être transmise par d'autres substances. D'après ce que nous avons dit de l'influence de l'épaisseur, il est évident que la chaleur

qui a déjà traversé une lame d'une substance diathermane quelconque, traverse beaucoup plus facilement d'autres lames de la même nature : c'est ce qui résulte d'ailleurs d'expériences directes. Le même effet a encore lieu généralement quand les nouvelles plaques sont de natures différentes des premières : par exemple, quand la chaleur a traversé une plaque de verre de $8^{mm},27$, sur 100 rayons, une plaque de sel gemme et des plaques de verre et de cristal de roche en transmettent 92,3; lorsque le faisceau a traversé une plaque d'acide citrique, une plaque d'alun laisse passer à peu près la même quantité de chaleur qu'une plaque de sel gemme. Mais il y a des substances qui agissent en sens contraire : par exemple, le mica, le verre opaque et même certains verres diaphanes rendent la chaleur presque impropre à être transmise à travers des plaques d'alun. La plupart des matières colorantes des verres éteignent la même proportion de chaleur, quelle que soit la source; elles agissent alors comme les matières brunes dans la transmission de la lumière.

8° Lorsque la chaleur rayonnante traverse une lame diathermane quelconque, elle subit à ses deux surfaces des réflexions qui lui font perdre 0,077 de son intensité primitive. Pour le sel gemme cette conséquence se déduit de l'intensité constante du rayon transmis, qui est toujours, comme nous l'avons dit, de 0,923, quelle que soit l'épaisseur de la lame et la nature des rayons calorifiques. Quant aux autres substances, on fait passer le rayonnement de la source par une lame de 8 à 10 millimètres d'épaisseur, et on expose à la chaleur émergente une seconde lame très mince de la même substance : alors celle-ci donne à très peu près la même transmission que le sel gemme. Dans ce cas particulier il n'y a donc pas d'absorption sensible, et la quantité de chaleur perdue, 1—0,923, ou 0,077, provient uniquement de la réflexion; c'est d'ailleurs ce qu'on peut démontrer d'une manière plus directe en réunissant la lame mince à la lame épaisse par un mastic bien transparent, ou mieux encore en prenant une nouvelle lame de la même substance et d'une épaisseur égale à la somme des épaisseurs de deux premières : on obtient exactement la transmission de la première lame. La valeur de l'effet produit par la réflexion pourrait aussi s'obtenir en observant la transmission A à travers une plaque épaisse, et ensuite la transmission B à travers cette plaque à laquelle on aurait réuni plusieurs lames très minces. En désignant par k la quantité de chaleur qui échappe à la réflexion dans chaque lame pour un rayon

incident 1, et par n le nombre des lames minces, on aurait évidemment $B = Ak^n$, et $1-k$ serait la perte due à la réflexion.

La petite différence des nombres qui représentent la perte de chaleur due à la réflexion aux surfaces intérieures et extérieures des différentes substances diathermanes pourrait être attribuée aux erreurs inévitables des expériences et à la différence du poli des surfaces; mais il est beaucoup plus probable que la différence, quoique petite, est réelle, et que le pouvoir réflecteur des corps pour la chaleur dépend, comme pour la lumière, de la puissance réfractive. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant de la lumière.

9° La quantité de chaleur qui passe à travers une plaque diathermane résulte de la somme totale des rayons qui émergent après avoir éprouvé 2, 4, 6, etc. réflexions; mais les rayons qui sortent après 4, 6, etc., réflexions ont une intensité si faible que, quoique leur nombre soit infini, on peut les négliger sans erreur sensible et ne considérer que les rayons qui sortent après avoir éprouvé les deux premières réflexions. M. Melloni l'a démontré par une expérience décisive. Supposons qu'on fasse passer un faisceau de calorique rayonnant à travers une lame : si on incline un peu la lame, les rayons qui émergent après 4, 6, 8, etc., réflexions sortiront du cylindre qui termine la pile, et par conséquent si leur influence était sensible lorsque la lame était dirigée perpendiculairement au cylindre, la déviation de l'aiguille du rhéomètre devra diminuer; or, M. Melloni n'a jamais pu reconnaître la moindre variation. Ainsi, en désignant par R et R' les nombres constants pour une même substance, qui représentent l'intensité de la chaleur réfléchie à la première et à la seconde surface et pour un rayon incident d'une intensité 1, par i l'intensité du rayon incident, et par A l'intensité du rayon émergent, on aura $A = i\,(1-R)(1-R')$.

On peut d'ailleurs se rendre compte de l'exactitude de ce dernier résultat en calculant les intensités des rayons transmis après 2, 4, 6, 8, etc., réflexions, et en faisant leur somme. On trouve facilement pour ces intensités : $i\,(1-R)(1-R')$, $i\,(1-R)(1-R')\,RR'$, $i\,(1-R)(1-R')\,R^2R'^2$, $i\,(1-R)(1-R')\,R^3R'^3$, etc.; et pour la somme de la série infinie de ces intensités, $i\,(1-R)(1-R') : (1-RR')$, en observant que R et R' sont des quantités plus petites que l'unité. Or, cette dernière expression diffère très peu de $i\,(1-R)(1-R')$, attendu que R et R' sont des fractions très petites. D'après ce que nous avons vu précédemment $(1-R)(1-R') = 0,923$ pour le sel

gemme, et les autres substances diathermanes donnent des résultats très peu différents.

481. M. Biot, en soumettant au calcul les résultats des expériences de M. Melloni, en a déduit la loi de l'absorption de la chaleur à travers les plaques diathermanes, loi qui est exactement la même que celle qui était admise depuis long-temps pour l'absorption de la lumière à travers les corps transparents.

Si on prend une lame diathermane ayant une épaisseur $e+e'$, telle que le faisceau émergent ait sensiblement la même intensité que quand son épaisseur est réduite d'une petite quantité e', et nous savons que cela est toujours possible, en désignant par A l'intensité du faisceau émergent, par i, i', i'', etc., les intensités des rayons incidents élémentaires, et par $\varphi(e+e')$, $\varphi'(e+e')$,... des fonctions inconnues de l'épaisseur représentant les intensités auxquelles se trouvent réduits par le fait de l'absorption les rayons élémentaires d'une intensité égale à 1, nous aurons

$$A=(1-R)\,(1-R')\,[i\varphi\,(e+e')+i'\varphi'\,(e+e')+i''\,\varphi''\,(e+e')+.....];$$

et si le même faisceau traversait deux plaques de la même substance, ayant pour épaisseurs e et e', en désignant par B l'intensité du faisceau émergent, on aurait

$$B=(1-R)^2\,(1-R')^2\,[i\varphi\,(e)\,\varphi\,(e')+i'\varphi'\,(e)\,\varphi'\,(e')+i''\varphi''\,(e)\,\varphi''\,(e')+.....].$$

Or on trouve, d'après l'expérience, $B=A.\,0{,}923$; et comme $0{,}923=(1-R)\,(1-R')$, il vient

$$i\varphi(e+e')+i'\varphi'\,(e+e')+i''\varphi''\,(e+e')+...=i\varphi\,(e)\,\varphi\,(e')+i'\varphi'\,(e)\,\varphi'\,(e')+....;$$

et comme cette dernière équation doit exister quels que soient i, i'... e et e', on a

$$\varphi\,(e+e')=\varphi(e)\,\varphi\,(e'); \qquad \varphi'\,(e+e')=\varphi'\,(e)\,\varphi'\,(e')\,;\,.....$$

ce qui suppose nécessairement que $\varphi\,(e)=a^e$, et $\varphi(e')=a^{e'}$: car alors $\varphi\,(e+e')=a^{e+e'}$

D'après cela, l'intensité d'un faisceau de chaleur qui sort d'une plaque ayant une épaisseur e, est égale à $(1-R)(1-R')\,[ia^e+i'\,a'^e+i''\,a''^e+...)$; $i+i'+i''+.....$ étant égal à l'intensité du faisceau incident.

Les termes contenus dans le dernier facteur ne peuvent pas se réduire à un seul par l'égalité des bases logarithmiques a, a', a''..., attendu que le décroissement de l'intensité du faisceau, à mesure que e augmente, n'est pas de nature à être représenté par un seul terme; il est même très probable que ce facteur contient une infinité de termes dans lesquels la base logarithmique et les intensités i, i', etc., varient d'une manière continue. En effet, la transmissibilité des rayons est liée à leur réfrangibilité, ainsi que nous le verrons plus tard ; et comme, dans la lumière, la réfrangibilité varie d'une manière continue entre les deux limites extrêmes, il est très probable qu'il en est ainsi pour la chaleur. D'ailleurs M. Biot, en partant de cette hypothèse, est parvenu à représenter l'intensité du faisceau émergent en fonction de l'épaisseur de la lame par des formules qui s'accordent très bien avec les observations.

Il faut remarquer que les bases logarithmiques sont toutes comprises entre o et 1 : car o correspond à une absorption totale, et 1 à une absorption nulle. Il est facile de voir que chaque rayon élémentaire s'éteindra d'autant plus rapidement que la base logarithmique correspondante sera plus petite, et que l'influence d'un même accroissement d'épaisseur diminue rapidement, à mesure que l'épaisseur augmente : car pour un même rayon et un accroissement d'épaisseur e', la perte est $1-Ka^{e+e'}$, dont la différence avec la perte $1-Ka^e$, relative à l'épaisseur e, est représentée par $Ka_e\,(a^{e'}-1)$, quantité d'autant plus petite, lorsque e' est constant, que e est plus grand, puisque a est plus petit que l'unité.

482. D'après tout ce qui précède, on doit considérer le calorique rayonnant émané des flammes et des différents corps comme formé de différentes espèces de rayons en proportions variables, analogues aux rayons colorés qui forment la lumière des différentes sources; les corps diathermanes, comme inégalement perméables aux différents rayons calorifiques, ainsi que les corps colorés transparents aux rayons de lumière; l'extinction des rayons, comme ayant lieu suivant une progression géométrique, dont la raison varie avec la nature du rayon et celle des corps; et enfin les sources de chaleur, comme émettant des rayons d'autant plus transmissibles que leur température est plus élevée.

La chaleur rayonnante jouit encore de toutes les autres propriétés de la lumière : elle se réfracte et se polarise dans les mêmes circonstances; mais nous ne parlerons de ces propriétés que dans la partie de ce traité consacrée à l'étude de la lumière.

483. *Pouvoir réflecteur.* Un corps réfléchit d'autant mieux la chaleur qu'il est mieux poli. C'est ce que l'on peut facilement vérifier en donnant au miroir MN (*fig.* 316) différents degrés de poli, plaçant en avant un même corps chaud K à la même température et un thermomètre différentiel au foyer.

La nature des corps a aussi une très grande influence sur la réflexion. Pour reconnaître les différences de faculté réfléchissante des différents corps, on pourrait employer le même appareil, en recouvrant le miroir de différents enduits. On peut aussi faire ces expériences en plaçant successivement dans la même position, entre le foyer et le même miroir, des plaques égales de différentes substances (*fig.* 328) : les rayons se trouvent réfléchis en un point F', plus près du miroir, dont la distance à la plaque MN est égale à la distance du foyer F à la même plaque. En plaçant la boule du thermomètre différentiel au point F', ses indications varieront proportionnellement au pouvoir réflecteur de la plaque, comme nous l'avons vu (472). On pourrait aussi employer l'appareil *fig.* 328 A, dans lequel le miroir métallique est remplacé par une lentille de sel gemme; cette disposition serait même plus avantageuse que la première, parce que le sel gemme absorbe moins de chaleur que les métaux polis, et qu'on pourrait la placer plus près du foyer de chaleur que le miroir.

484. On peut aussi se servir de l'appareil (*fig.* 327) pour mesurer le pouvoir réfléchissant des corps : il suffit de changer les places respectives de l'écran C et du support D; puis d'élever les tiges de

la pile et du support E, sur lequel on place le foyer ; d'incliner l'axe de la pile en le dirigeant vers l'ouverture o de l'écran C ; et de placer horizontalement sur le support D les plaques dont on veut observer le pouvoir réflecteur. Il est facile de voir que, par cette disposition, la pile est soustraite aux rayons directs de la source, et ne peut être affectée que par les rayons réfléchis. M. Melloni a trouvé ainsi que l'eau et les liquides en général, la faïence, les émaux, les marbres, ne donnent qu'une déviation ne dépassant pas 7 à 8°, tandis que les métaux poussent l'index du rhéomètre de 20 à 45°, suivant l'état de leur surface. C'est par la première méthode que Leslie a obtenu les nombres suivants.

Pouvoir réflecteur.

Cuivre jaune.	100
Argent.	90
Etain en feuille.	80
Acier.	70
Plomb.	60
Etain mouillé de mercure.	10
Verre	10
Verre huilé.	5
Noir de fumée.	0

Ces nombres indiquent seulement les facultés réfléchissantes relatives. Pour en déduire les intensités des rayons réfléchis, comparées à l'intensité du rayon incident, il est évident qu'il suffit de connaître ce dernier rapport pour un seul corps : or, il résulte des expériences faites sur la transmission de la chaleur qu'en représentant par 100 l'intensité du rayon incident, celle du rayon réfléchi est 3,93. En effet, nous avons vu, lorsqu'il a été question de la transmission du calorique, qu'en désignant par R et R' les fractions du rayon incident qui sont réfléchies à la 1re et à la 2e surface du verre, on avait $(1-R)(1-R')=0,923$; en admettant que $R=R'$, ce qui existe pour la lumière, on trouve $R=0,0393$ ou 3,93 en représentant par 100 l'intensité du rayon incident. La valeur de $(1-R)(1-R')$ étant sensiblement la même pour le verre, le sel gemme, le cristal de roche, la topaze, il s'ensuit que la faculté réfléchissante de ces substances diffère peu. Alors, d'après la table précédente, l'intensité de la réflexion sur le cuivre jaune étant dix fois plus grande que celle du verre serait 39,30. Une expérience directe de M. Melloni a donné pour cette dernière réflexion 44,41. Cette

différence provient probablement de la différence de poli des surfaces métalliques employées.

L'intensité du rayon réfléchi varie aussi suivant l'inclinaison. Il est à son minimum sous l'incidence normale, et augmente graduellement à mesure que le rayon incident se rapproche de la surface réfléchissante ; mais, d'après les expériences de M. Melloni, la variation d'intensité est presque insensible jusqu'à 20 ou 30° ; au delà, la variation est très appréciable, mais pour les substances métalliques elle est très petite : de 20 à 80° elle est à peine de 4 à 5 centièmes.

Nous verrons bientôt que le pouvoir réflecteur varie avec la nature des sources de chaleur, mais que les métaux font exception.

485. *Pouvoir émissif.* Le pouvoir émissif des corps varie pour chacun suivant l'inclinaison des rayons sur la surface, et sous la même inclinaison il varie d'un corps à un autre.

486. *L'intensité des rayons de chaleur émis par une surface quelconque d'un corps est proportionnelle au sinus de l'angle formé par la direction de ce rayon avec la surface.* En effet, si on présente une surface échauffée MN (*fig.* 329) à un miroir XY, et si on interpose entre le miroir et la surface rayonnante deux écrans percés de deux ouvertures égales o et o', de manière que le faisceau de rayons qui arrive au miroir soit renfermé dans un cylindre horizontal ayant pour base l'orifice o, le thermoscope montera d'une certaine quantité ; si alors on incline la surface rayonnante MN, la portion de cette surface qui enverra des rayons au miroir sera $A'B'$ plus grande que AB. Cependant on remarque que le thermoscope ne varie pas ; il faut donc que l'intensité des rayons varie en raison inverse de l'étendue de la surface rayonnante : ainsi l'intensité des rayons émis par la surface AB est à celle des rayons émis par la surface $A'B' :: A'B' : AB :: OB' : OB :: 1 : \cos.\ BoB' :: 1 : \sin.\ B'Ox$. Ainsi, l'intensité des rayons émis par chaque élément d'une surface échauffée est proportionnelle au sinus de l'angle que fait sa direction avec la surface. On peut arriver au même résultat en présentant à la même distance d'un miroir un vase rempli d'eau chaude ayant la forme d'un demi-cylindre, car la surface plane et la surface convexe envoient au miroir la même quantité de chaleur.

487. M. Fourrier a donné une démonstration directe de cette loi, qui repose sur ce que le rayonnement et la réflexion des corps n'ont point lieu à la surface même, mais à une certaine profondeur.

Nous commencerons par faire connaître les expériences qui constatent ce fait.

Supposons qu'on prenne un cylindre de fer ou d'un métal poli quelconque, échauffé à un certain degré, et qu'on observe le temps que ce cylindre met à se refroidir, dans l'air, d'un certain nombre de degrés, d'abord quand il est nu, et ensuite quand il est recouvert d'un nombre croissant de couches de vernis : on reconnaîtra que la vitesse du refroidissement augmente à mesure que les couches de vernis deviennent plus nombreuses, et que cette vitesse finit par devenir constante après que l'on en a accumulé un certain nombre. Ainsi, une seule couche de vernis n'est pas suffisante pour changer entièrement le pouvoir rayonnant d'un corps, ce qui ne peut avoir lieu qu'autant que les molécules qui sont au dessous de la surface participent réellement au rayonnement de cette surface. La même chose a lieu dans la réflexion. Pour le reconnaître, on reçoit la chaleur rayonnante d'un corps sur un miroir au foyer duquel on a placé un thermomètre, on couvre le miroir successivement de différentes couches de vernis : on observe alors que le pouvoir réflecteur diminue avec le nombre des couches, et qu'il finit par devenir stationnaire, après que l'on a recouvert la surface du miroir d'un nombre de couches suffisant. Dans les deux cas, on pourrait facilement déterminer l'épaisseur de la couche de vernis, au moyen de son poids, de sa densité et de l'étendue de sa surface. En effet, en désignant son poids par p, sa densité par d, son épaisseur par e, et la surface du corps par S, on a $p = eSd$, d'où $e = p : Sd$. On a trouvé ainsi que e est égal à 2 ou 3 centièmes de millimètre.

D'après cela, on peut démontrer directement que l'intensité des rayons qui émanent d'un même élément de la surface d'un corps échauffé est proportionnelle au sinus de l'angle des rayons avec la surface de l'élément. En effet, du centre de l'élément mm' de la surface du corps (*fig.* 330) décrivons une sphère qui ait pour rayon la distance à laquelle les molécules du corps participent au rayonnement, et concevons par l'élément mm' de petits cylindres ayant pour base cet élément et s'appuyant sur la surface sphérique que nous venons de tracer. Tous les rayons qui sortiront par mm', suivant des directions parallèles, proviendront des molécules situées dans le petit cylindre formé par le prolongement de ces rayons : or, comme ces cylindres ont même hauteur, quelle que soit la loi suivant laquelle les rayons partis d'une molécule sont affaiblis par les molécules qu'ils sont obligés de traverser, il est évident que, si

l'on prend dans un quelconque de ces cylindres une seule file de molécules, la quantité de rayons qu'elle émettra sera la même, quelle que soit son inclinaison ; mais aussitôt que l'on considérera une réunion de files de molécules s'appuyant sur un élément mm', quelque petit qu'il soit, pourvu qu'il ne soit pas nul, la quantité de rayons émis sera proportionnelle à la section du cylindre par un plan perpendiculaire à ses arêtes ; mais la section mn d'un de ces cylindres est égale à mm' multiplié par le cosinus de l'angle θ, ou par le sinus d'incidence θ', donc l'intensité des rayons est proportionnelle au sinus de l'angle qu'ils forment avec la surface.

Au reste, si cette loi n'existait point, l'équilibre de la chaleur ne pourrait point s'établir ; car, les rayons émis par la surface d'un corps se rapprochant d'autant plus qu'ils sont plus inclinés (*fig.* 331) : si leur intensité était constante, les corps qui recevraient les rayons très inclinés seraient incomparablement plus échauffés que les autres. Ainsi, les corps placés dans un même espace vide, terminé par une enceinte entretenue à une température constante, n'acquerraient point ou ne conserveraient point la température de l'enceinte : ils changeraient de température en changeant de forme ou de situation ; les uns seraient incomparablement plus échauffés que les autres, et l'on trouverait par exemple la température de l'eau bouillante ou du fer en fusion dans certains points d'un espace terminé par une enceinte glacée.

Il résulte évidemment de la loi en question que, si un cylindre est coupé par un plan quelconque (*fig.* 332), la quantité de chaleur provenant des rayons émis par la base du cylindre et renfermés dans le cylindre sera constante, quelle que soit l'inclinaison de cette base ; et qu'en général la quantité de chaleur émise par une surface, suivant une direction donnée, est égale à celle qu'émettrait dans cette direction une surface plane qui serait la projection de cette surface sur un plan perpendiculaire à la direction des rayons. Ainsi, par exemple, une sphère échauffée rayonne dans une seule direction comme un de ses grands cercles. Il résulte encore de là que les faisceaux parallèles envoyés par une surface plane très petite AB (*fig.* 331) dans toutes les directions ayant une intensité proportionnelle au sinus de l'angle qu'ils forment avec la surface elle-même, et les épaisseurs de ces faisceaux élémentaires diminuant dans le même rapport, des faisceaux de rayons parallèles de même section ont la même intensité, quelle que soit leur direction.

488. La faculté émissive des corps varie dans chacun d'eux en sens contraire du pouvoir réflecteur. C'est ce que l'on peut facilement vérifier au moyen de l'appareil à miroir (*fig.* 328). On emploie un cube de fer blanc *X* dont les faces latérales sont formées de diverses substances en lames minces ; on place le cube plein d'eau bouillante devant le miroir, et on observe les indications du thermoscope correspondantes aux différentes faces présentées au miroir. L'état de la surface a une grande influence : Leslie, en observant le pouvoir rayonnant d'une surface d'étain brillante, le trouva égal à 12, celui du noir de fumée étant 100 ; il raya ensuite la surface dans un seul sens avec du papier couvert de verre pilé : il obtint 19 ; et, en le rayant dans tous les sens, il obtint 26.

Le même physicien a trouvé, pour les pouvoirs rayonnants relatifs, les nombres suivants :

Noir de fumée.	100
Eau.	100
Papier à écrire.	98
Verre ordinaire.	90
Encre de Chine	88
Glace.	85
Mercure.	20
Plomb brillant.	19
Fer poli.	15
Etain, argent, cuivre, or.	12

489. Pour déterminer les rapports des pouvoirs rayonnants de deux corps, Rumfort mettait un écran entre les deux boules du thermoscope ; il plaçait les deux corps de mêmes dimensions et à la même température en face des boules, et réglait leur distance de manière que l'index restât stationnaire. Il est bien évident qu'alors les quantités de rayons calorifiques reçus par les boules étaient égales, et que les pouvoirs rayonnants des deux corps étaient en raison directe des carrés de leurs distances aux boules du thermoscope.

490. La mesure des pouvoirs émissifs pourrait aussi se déterminer au moyen de l'appareil de M. Melloni (*fig.* 327) ; il suffirait de placer derrière l'écran *C* le vase *X* de la figure 328, et de l'autre côté la pile thermo-électrique en communication avec le multiplicateur. Voici les résultats obtenus par cette méthode :

Noir de fumée.	100
Carbonate de plomb	100
Colle de poisson.	91
Encre de Chine.	85
Gomme laque.	72
Surface métallique.	12

491. *Pouvoir absorbant.* Quant à la faculté absorbante des corps, on a reconnu par l'expérience qu'elle varie dans le même sens que le pouvoir émissif. En effet, lorsqu'on expose à un corps chaud, constamment à la même température, un thermomètre isolé, placé au foyer d'un miroir, et dont on recouvre la boule successivement de différents enduits, on observe que le thermomètre indique des degrés différents de chaleur ; et, en disposant ces corps par ordre de faculté absorbante, on trouve que la série est la même que celle où ils sont placés par ordre de faculté émissive.

Cette méthode, due à Leslie, ne pourrait pas conduire à la détermination des rapports des pouvoirs absorbants : car, la surface de la boule changeant de nature, les indications de l'instrument ne sont plus proportionnelles aux quantités de chaleur absorbée. En effet, lorsque l'équilibre de température est établi, la quantité de chaleur absorbée par le corps est égale à celle qu'il perd par le refroidissement : or, la première est proportionnelle à la faculté absorbante a; et peut être représentée par ka; la seconde se compose de la perte due au rayonnement et au contact de l'air, et toutes deux sont sensiblement proportionnelles à la différence de température, quand elle est très petite. Mais la première est proportionnelle au pouvoir émissif ou au pouvoir absorbant : car nous démontrerons que dans ce cas ces pouvoirs sont les mêmes, et la dernière est indépendante de la nature de la surface du corps. Alors la perte de chaleur pourra être représentée par $t(k'a+k'')$, k' et k'' étant des coefficients constants, et t la température indiquée par le thermomètre différentiel ; et on aura $ka = t(k'a+k'')$, d'où $t = ka : (k'a+k'')$. Ainsi, la température du thermomètre différentiel augmente avec le pouvoir absorbant de la substance dont on a recouvert la boule focale, mais dans un rapport plus petit. Le rapport ne serait évidemment le même qu'autant qu'on aurait $k' = o$; ce qui ne peut jamais exister.

492. On pourrait déduire les pouvoirs absorbants des pouvoirs réflecteurs : car les pouvoirs absorbants sont complémentaires des pouvoirs réfléchissants, puisque tous les rayons qui viennent frapper la surface d'un corps sont absorbés ou réfléchis. Ainsi, en représentant par 1 l'intensité du rayon incident, mesuré par l'effet direct a des rayons de chaleur sur la boule focale F du thermoscope, fig. 328 et 328 A, et par r, r', r'', etc., les indications du thermoscope correspondantes aux rayons réfléchis par différents corps divisées par a, les pouvoirs absorbants seront représentés par $1-r$, $1-r'$, $1-r''$, etc. Cette méthode n'est cependant pas exacte,

car les quantités r, r', r'', représentent seulement les quantités de chaleur réfléchies régulièrement, et les quantités de chaleur absorbées sont complémentaires de la somme totale des rayons réfléchis.

495. M. Melloni a déterminé les pouvoirs absorbants au moyen de l'appareil *fig.* 327, en plaçant devant l'orifice *o* des lames de cuivre très minces, recouvertes, du côté de la pile, de noir de fumée, et sur la face opposée, en regard du foyer, des différentes substances dont il voulait déterminer le pouvoir absorbant. Les plaques échauffées rayonnaient sur la pile, et il supposait que les pouvoirs absorbants étaient proportionnels à l'effet produit sur la pile, quand il était parvenu à son maximum; mais il est évident que la température des plaques dépendait, comme celle du thermoscope dans les expériences de Leslie, non seulement de la faculté absorbante, mais du refroidissement dû au rayonnement et au contact de l'air, de sorte que la température de la plaque n'était point proportionnelle au pouvoir absorbant. Ainsi ces expériences ne peuvent pas donner une mesure exacte des pouvoirs absorbants; mais nous rapporterons les résultats obtenus, parce qu'ils conduisent à une conséquence très importante. Le tableau suivant renferme les pouvoirs absorbants de différents corps pour différentes sources de chaleur, et pour des rayons de même intensité.

SUBSTANCES.	LAMPE.	PLATINE incandescent.	CUIVRE à 400°.	CUBE à 100°.	LAMPE et écran de verre.
Noir de fumée. . . .	100	100	100	100	100
Carbonate de plomb.	53	56	89	100	24
Colle de poisson. .	52	54	64	91	45
Encre de Chine. . .	96	95	87	85	100
Gomme laque . . .	43	47	70	72	30
Surface métallique.	14	13,5	13	13	17

Il résulte de ce tableau que les pouvoirs absorbants ne conservent pas entre eux les mêmes rapports, quand les sources de chaleur sont différentes : car si ces rapports étaient indépendants de la nature des sources, les expériences ayant été faites dans les mêmes circonstances, on aurait dû obtenir des résultats identiques, quoique les indications du rhéomètre ne soient pas exactement proportionnelles aux facultés absorbantes. Ces variations ne proviennent pas d'une différence dans les intensités des rayons reçus par les plaques, attendu que les distances des sources à la pile ont été déterminées de manière que les rayons qui tombaient directement sur la pile avaient toujours la même intensité ; et il en était évidemment de même quand ils étaient interceptés par les lames. D'ailleurs, M. Melloni a fait voir que les rapports des pouvoirs absorbants ne changeaient pas lorsque les rayons émanaient de la même source, et qu'ils différaient d'intensité, en plaçant successivement la même source à des distances variables des plaques. Ces résultats ont été confirmés par une nouvelle série d'expériences faites dans des circonstances qui ne peuvent laisser aucun doute. En recouvrant une des faces de la pile de noir de fumée et l'autre de carbonate de plomb, et exposant successivement chaque face à la même source de chaleur dans les mêmes circonstances, le rapport des pouvoirs absorbants a été successivement 80/100, 54/100, 43/100, 84/100, 80/100, suivant que la chaleur de la lampe arrivait librement ou à travers une lame de verre incolore, une plaque d'alun, une plaque de verre noir, ou une plaque de sel gemme. Au reste, cette variation des pouvoirs absorbants s'accorde très bien avec ce que nous avons dit précédemment relativement à la transmission de la chaleur à travers les corps diathermanes : ces derniers n'absorbant que certains rayons de chaleur, il doit paraître tout naturel qu'il en soit de même des corps athermanes.

Les pouvoirs réflecteurs étant complémentaires des pouvoirs absorbants doivent aussi varier avec la nature des sources ; mais comme les pouvoirs absorbants des métaux ne varient pas sensiblement avec la nature des sources, il doit en être de même de leurs pouvoirs réflecteurs. C'est d'ailleurs ce que M. Melloni a vérifié par des expériences directes. Ainsi les expériences faites avec les miroirs pour déterminer les pouvoirs réflecteurs conduisent à des résultats exacts.

Il résulte aussi de ces expériences qu'il est plus avantageux de concentrer les rayons de chaleur par une lentille de sel gemme

que par un miroir : car la quantité de chaleur qui passe à travers la lentille est 0,923, tandis que la quantité de chaleur réfléchie par les miroirs est seulement 0,44.

494. *Rapport des pouvoirs émissifs et absorbants.* L'expérience suivante démontre que dans le cas d'équilibre les pouvoirs émissifs et absorbants varient dans le même rapport. Soient *ABCD* (*fig.* 332) un thermomètre différentiel, dont les deux boules sont remplacées par de petits cylindres en ferblanc, dont les faces en regard sont l'une vernie, l'autre nue ; au milieu est un autre cylindre creux, mobile autour d'un axe vertical, dont les bases sont verticales, et une seule couverte de vernis. On remplit ce cylindre d'eau bouillante, et on le place de manière que la base brillante regarde la base vernie d'un des cylindres du thermomètre différentiel. Cet instrument reste stationnaire, et il en résulte nécessairement que les pouvoirs émissifs et absorbants varient dans le même rapport. En effet, soit m la quantité de chaleur que la source émettrait par une surface douée d'un pouvoir émissif absolu, e et e' les pouvoirs émissifs des faces v et n, a et a' les pouvoirs absorbants des faces v' et n'. La quantité de chaleur envoyée par v est me; il en tombe sur n' une fraction kme, et n' en absorbe $kmea'$; la surface v' absorbe de même $kme'a$: ainsi on a $ea' = e'a$, d'où $a : a' :: e : e'$.

495. Pour constater que ces pouvoirs sont égaux, on prend une enceinte vide, noircie intérieurement et renfermant un thermomètre ; on maintient l'enceinte à une température constante en la plaçant dans l'eau, et on observe la variation du thermomètre pendant le même temps, lorsque l'enceinte et le thermomètre ont successivement le même excès de température On trouve alors, si la différence de température n'est que d'un petit nombre de degrés, que les variations de température pendant le même temps sont les mêmes, ce qui ne peut exister qu'autant que le pouvoir absorbant est égal au pouvoir émissif : car, dans le réchauffement et le refroidissement, les quantités de chaleur gagnées ou perdues à chaque instant sont sensiblement proportionnelles aux différences de température du corps et de l'enceinte, et aux facultés absorbantes ou émissives. Ces expériences doivent être faites dans le vide, afin que la vitesse du réchauffement ou du refroidissement soit très petite ; elles exigent que les différences de température soient peu considérables, attendu que, quand cette différence est très grande, la variation de température dépend des températures absolues du corps et de l'enceinte, et non pas seulement de leurs différences,

comme nous le verrons en parlant des lois du refroidissement; et même quand la différence est d'un petit nombre de degrés, il ne faut observer qu'une petite variation.

496. On peut reconnaître par des considérations purement théoriques que, dans un corps dont la température reste constante, les pouvoirs émissifs et absorbants sont égaux. En effet, soit MN (*fig.* 333) un corps dont la température est invariable : nous verrons plus tard que cette permanence subsiste quoique le corps reçoive et émette continuellement de la chaleur; mais alors les rayons absorbés et émis ont même intensité. Soit RA un rayon incident dont l'intensité est I; une certaine portion aI de ce rayon sera absorbée, et l'autre $I(1-a)$ sera réfléchie suivant AS sous un angle égal à celui d'incidence; mais puisque la température reste constante, il faut que le rayon AS ait une intensité égale à I. Il faudra donc qu'à la quantité $I-aI$, réfléchie régulièrement suivant cette direction, se joigne une quantité aI provenant du rayonnement. Or, le corps étant à la même température que ceux qui l'environnent, les rayons qui partent de l'intérieur du corps et qui se dirigent vers la surface ont une intensité I; par conséquent, si la surface n'exerçait aucune action sur eux, la température du corps baisserait. Il faut donc que ces rayons éprouvent, quand ils se présentent pour sortir, une action semblable à celle que cette même surface exerce sur les rayons qui viennent de l'extérieur : car ce n'est que dans ce cas que les rayons incidents et rayonnants auront même intensité. En effet, si nous considérons le rayon TA dont l'intensité est I, une partie aI sortira suivant AS, et une partie $I-aI$ se réfléchira suivant AU : ainsi, dans toutes les directions, les rayons conserveront la même intensité. On est donc conduit à regarder la surface des corps comme agissant de la même manière sur les rayons qui tendent à entrer et à sortir, et par conséquent à admettre que les pouvoirs rayonnants et absorbants sont égaux, du moins dans le cas de l'équilibre de température. Si l'égalité des pouvoirs absorbants et émissifs subsistait dans toutes les circonstances, en désignant par I et I' les intensités des rayons extérieurs et intérieurs, la quantité de chaleur absorbée dans chaque direction serait Ia, et la différence entre l'absorption et l'émission serait $a(I-I')$; quantité nulle quand $I=I'$, positive quand I est plus grand que I', et négative quand I' est plus grand que I.

497. Il est bon de remarquer que cette identité entre les pouvoirs absorbants et les pouvoirs émissifs conduit à ce fait important

que, dans l'état d'équilibre, les corps, quels que soient leurs pouvoirs rayonnant et émissif ou réflecteur, se comportent de la même manière, et que tout se passe comme si leur pouvoir émissif était nul ou absolu.

498. Tout ce que nous venons de dire sur l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants suppose ou l'équilibre de température, ou une même différence entre la température du corps et celle du milieu environnant. M. Melloni ayant obtenu les mêmes chiffres pour les pouvoirs émissifs et absorbants des corps sur lesquels il a opéré à la température de 100° (488 et 493), il est très probable que dans les mêmes circonstances les pouvoirs absorbants et émissifs sont égaux, c'est-à-dire que si des faisceaux de chaleur de même nature et de même intensité se présentaient à la surface d'un corps, pour entrer ou pour sortir, la même fraction les traverserait. Mais par cela même il n'est pas probable que dans l'échauffement ou le refroidissement les pouvoirs émissifs et absorbants soient toujours égaux : car, les pouvoirs absorbants étant variables avec la nature des sources de chaleur, on ne peut pas comprendre comment le pouvoir émissif pourrait instantanément éprouver des variations identiques à celles que les variations de la source font éprouver au pouvoir absorbant. D'ailleurs, dans l'explication de Fourier de la permanence de température d'un corps, on conçoit bien que la surface agisse de la même manière sur les rayons qui tendent à entrer ou à sortir, mais avec la restriction qu'ils soient de même nature ; et certainement, d'après les nombreuses expériences de M. Melloni, on ne peut pas douter, par exemple, qu'entre la nature de la chaleur d'une lampe et celle qui sort d'un corps échauffé par la lampe il n'y ait une grande différence. Cependant les lois du refroidissement découvertes par MM. Petit et Dulong, par des expériences d'une admirable précision, semblent démontrer que les pouvoirs émissifs et absorbants sont toujours égaux. Ces faits paraissent difficiles à concilier; peut-être, dans les expériences de refroidissement, qui ont toujours été faites à des températures inférieures à celles où les corps sont lumineux, les sources de chaleur qui échangeaient constamment des rayons étaient trop peu différentes pour produire des différences sensibles dans les pouvoirs émissifs et absorbants.

499. *Équilibre mobile de température.* Si on place au foyer F' du miroir $M'N'$ (*fig.* 323) un corps plus chaud que le thermomètre placé au foyer de l'autre miroir, le thermomètre monte, et même

rapidement, quoique les miroirs soient à une grande distance ; mais si le corps placé au foyer F' est à une basse température, si c'est, par exemple, une masse de glace, ou un mélange frigorifique renfermé dans un vase de verre mince, le thermomètre baisse. Cette expérience avait été faite par les académiciens de Florence ; mais, ne pouvant concevoir que le froid pût se réfléchir, ils regardèrent ce résultat comme étant une erreur d'expérience. Ce dernier phénomène ne peut être expliqué qu'en admettant que le corps froid et le thermomètre rayonnent tous deux à la fois, et s'envoient des quantités de chaleur d'autant plus grandes qu'ils sont à une plus haute température : alors celui qui est le plus froid, recevant plus qu'il ne donne, s'échauffe ; et l'autre, donnant plus qu'il ne reçoit, se refroidit. Si on recouvre de noir de fumée le matras renfermant le mélange frigorifique, on augmente son pouvoir émissif, et il semble que le thermomètre devrait monter ; mais il n'en est pas ainsi : parceque, la faculté réfléchissante du vase étant anéantie, les rayons qui arrivaient sur le thermomètre après avoir été réfléchis sur le vase sont absorbés. Nous devons conclure de ces expériences que tous les corps, quelle que soit leur température, rayonnent continuellement de la chaleur, en reçoivent constamment des corps environnants, et que le refroidissement, l'échauffement et la permanence de température proviennent uniquement de ce que l'émission est plus grande, plus petite, ou égale à l'absorption.

500. Le réchauffement et le refroidissement des corps se conçoivent facilement; mais il n'en est pas ainsi de la permanence de température entre un grand nombre de corps dont les surfaces peuvent avoir de très grandes différences de pouvoirs absorbants, émissifs ou réflecteurs, et de positions.

D'après ce qui précède, il est cependant facile de s'en rendre compte. En effet, nous avons vu (497) que, quand la température d'un corps reste permanente, l'émission et l'absorption sont les mêmes que si le corps avait un pouvoir émissif absolu et un pouvoir réflecteur nul. Ainsi, quand des corps restent à la même température, les différences qui peuvent exister entre leurs pouvoirs émissifs, absorbants et réflecteurs, sont sans influence sur la permanence de la température. Il ne reste donc que l'influence de leurs positions relatives; mais nous avons vu que l'intensité des faisceaux de rayons prismatiques et de même section qui sortent d'un même corps est la même dans toutes les directions. Donc, si on mène

un petit cylindre dans une enceinte à une température constante, quelle que soit sa position, l'intensité des deux faisceaux de rayons qui le traverseront sera constante; et si on conçoit dans l'enceinte une petite sphère, toute la chaleur qu'elle reçoit des parois de l'enceinte pourra être considérée, comme formée de faisceaux renfermés dans des cylindres tangents : d'où il suit que cette sphère recevra et enverra la même quantité de chaleur dans tous les sens et quelle que soit sa position. On peut encore arriver d'une autre manière à la même conclusion pour un point quelconque de l'enceinte : en effet, considérons une enceinte quelconque *ABCD* (*fig.* 334) maintenue à une température constante, et cherchons la quantité de chaleur qui passe à chaque instant par un point quelconque *m*. D'après ce que nous avons dit précédemment, quelle que soit l'inégalité de faculté émissive et réfléchissante des parois intérieures de l'enceinte, nous pourrons considérer ces parois comme étant entièrement dépourvues de la faculté réfléchissante : nous n'aurons donc qu'à tenir compte de la chaleur envoyée directement au point *m*. Cela posé, imaginons par le point *m* un cône dont l'ouverture soit infiniment petite : il interceptera sur la surface de l'enceinte une petite surface *pq*, et renfermera tous les rayons que cette surface enverra au point *m*. Or, nous avons vu (486) que la quantité de chaleur rayonnée dans un cylindre par une section quelconque du cylindre est la même, quelle que soit l'inclinaison de cette section sur l'axe; il en serait de même pour un cône dont l'ouverture serait infiniment petite. Mais, dans le cône, la quantité de chaleur reçue à son sommet serait non seulement indépendante de l'inclinaison de la section, mais elle le serait également de la distance de la section au sommet, puisque, dans un cône quelconque, les sections parallèles sont en raison directe du carré de la distance au sommet, et que l'intensité de la chaleur varie suivant la loi inverse. Ainsi, si on décrit du point *m* comme centre une sphère avec un rayon quelconque, la quantité de chaleur envoyée au point *m* par la surface *pq* sera égale à celle qui serait envoyée au même point par la surface *xy*, interceptée dans la sphère par le cône, en supposant que cette surface soit à la même température que l'enceinte. Si on conçoit une infinité de cônes analogues, s'appuyant sur tous les éléments de l'enceinte, la somme des intersections de ces cônes avec la sphère formera la totalité de la surface de la sphère; d'où il suit évidemment que la quantité totale de chaleur que l'enceinte rayonne sur le point *m* est égale à celle que le point *m* recevrait

d'une enceinte sphérique d'un rayon quelconque, dont ce point occuperait le centre et qui serait à la température de l'enceinte. Ce résultat étant indépendant de la position du point m, il s'ensuit que par un point quelconque de l'enceinte il passe toujours la même quantité de chaleur.

501. Il est facile de déduire de ce qui précède que, si des corps à la même température sont enveloppés par des cônes ayant le même angle au sommet, les quantités de chaleur reçues par les sommets des cônes seront égales, et que deux corps à des températures différentes produiraient en un même point des effets thermométriques qui seraient proportionnels à leur température et aux sections des cônes tangents par une sphère concentrique au point. D'après cela, si dans une enceinte *abcd* (*fig.* 335), maintenue à une température constante, on place deux miroirs *mn* et *pq*, un thermomètre t à un des foyers, un corps A à l'autre, si le corps, le thermomètre et les miroirs sont à la température de l'enceinte, l'équilibre de température subsistera : car chaque miroir, par son rayonnement propre et sa réflexion, remplace exactement, et pour un point quelconque de l'enceinte, la portion de la surface de l'enceinte qu'il masque. Mais si la température du corps A était plus grande ou plus petite que celle de l'enceinte, le thermomètre monterait ou descendrait évidemment.

§ II. *Propagation de la chaleur à travers les corps.*

502. *Propagation de la chaleur à travers les corps solides.* Nous avons vu (477) qu'il existe des corps solides que le calorique rayonnant traverse comme l'air ; mais, dans ces corps et dans tous les autres, la chaleur se propage aussi de proche en proche en décroissant d'intensité. On admet que cette propagation est due à un rayonnement de molécules à molécules.

503. Pour comprendre ce mode de propagation, considérons un corps homogène terminé par deux plans indéfinis MN et PQ (*fig.* 336), et supposons que la face inférieure soit maintenue à une température constante a, et le plan supérieur à la température constante b. Quelle que soit la température primitive des différentes parties du corps, il arrivera nécessairement une époque à laquelle la température de chaque point deviendra constante. Lorsque le corps aura atteint cet état final, il est évident que la température de chaque tranche parallèle aux faces du corps sera

constante ; mais la température variera d'une tranche à la suivante, selon une loi qu'il s'agit de déterminer. Pour cela, remarquons que, dans l'état fixe que nous considérons, à chaque instant il doit passer la même quantité de chaleur à travers chaque tranche : ainsi, en admettant que la chaleur se propage d'une tranche à la suivante proportionnellement à la différence des températures de ces deux tranches, il s'ensuit que l'excès de la température de chaque tranche sur celle de la suivante doit être constante. Par conséquent, si on représente par *AB* la température de la surface inférieure, et par *CD* celle de la surface supérieure, et si on mène les lignes *AC* et *BD*, la température d'une tranche intermédiaire *XY* sera représentée par *EF* : car il est facile de voir que les températures ainsi déterminées satisfont à la loi énoncée plus haut.

En désignant par e l'épaisseur du corps, par z la distance d'une tranche à la surface inférieure, par t sa température, par a la température de la surface inférieure, et par b celle de la surface supérieure, en menant EK parallèlement à BD, on a évidemment

$$t = a - AK = a - AH\frac{z}{e} = a - \frac{(a-b)z}{e},$$

et en désignant par t' la température d'une tranche plus voisine de MN que la première de la quantité E, on aura évidemment

$$t' = a - \frac{(a-b)}{e}(z-E).$$

Or, la quantité de chaleur qui traverse le corps est proportionnelle à la différence de température de deux tranches consécutives, et cette différence est

$$t' - t = \frac{a-b}{e}E.$$

Pour un autre corps de même nature, d'une épaisseur e', et dont les températures des faces extrêmes seraient a' et b', on aurait de même

$$t'_{i} - t_{i} = \frac{a'-b'}{e'}E.$$

Par conséquent les quantités de chaleur qui traverseraient les deux corps seraient entre elles

$$:: \frac{a-b}{e} : \frac{a'-b'}{e'}.$$

Si dans le second corps on suppose $a'=1$, $b'=0$, $e'=1$, et qu'on désigne par k la quantité de chaleur qui passe à travers le corps dans l'unité de temps sur une étendue de 1^m carré, et par F celle qui traverse la même étendue du premier dans le même temps, on aura

$$F = k\left(\frac{a-b}{e}\right).$$

Cette dernière équation donnera le moyen de déterminer la quantité de chaleur qui passera à travers un mètre carré d'un corps terminé par deux plans parallèles, dont les faces sont maintenues à des températures constantes, lorsqu'on connaîtra la quantité k.

Si le corps solide était exposé par l'une de ses faces à l'air atmosphérique maintenu à la température b, la face supérieure finirait par prendre une température B, et on aurait alors

$$t = a - \frac{a - B}{a} z \text{ (c) et } F = k \frac{a - B}{e}$$

k étant toujours la conductibilité propre du corps. Or, la surface supérieure laisse échapper dans le même temps une quantité de chaleur parfaitement égale à celle qui traverse une tranche quelconque : ainsi, en appelant h la quantité de chaleur que perd la surface par le rayonnement et par le contact de l'air pendant l'unité de temps, pour une différence de température de 1°, et pour chaque mètre carré, en admettant la loi de Newton sur le refroidissement, la quantité de chaleur qui, dans l'unité de temps, sortira par l'unité de surface de la base supérieure, sera h $(B - b)$. Nous aurons donc

$$k \frac{a - B}{e} = h\,(B - b).$$

Substituant la valeur de B, tirée de cette équation, dans l'équation (c), il vient

$$t = a - \frac{ehz\,(a - b)}{a(he + k)},$$

équation au moyen de laquelle on peut obtenir la température t d'une tranche quelconque, quand les valeurs de k et de h seront connues. Nous indiquerons plus loin la manière de les déterminer.

504. La conductibilité des corps solides est très variable. Tout le monde sait en effet que l'on peut tenir impunément un tube de verre à une très petite distance du point où il est en fusion ; tandis que, si une barre de fer est échauffée au rouge à une de ses extrémités, ce n'est qu'à une très grande distance de cette extrémité que la main en pourra soutenir la température.

505. On peut rendre l'inégalité de faculté conductrice des métaux sensible à l'œil par l'expérience suivante, qui est due à Inghenhouse. Une caisse rectangulaire en ferblanc *MN* (*fig.* 337) est garnie latéralement d'un grand nombre de tubulures dans lesquelles on a mastiqué des cylindres égaux *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, de différentes substances ; on les plonge tous à la fois dans la cire fondue et on les retire promptement. La couche mince de cire qui les recouvre se solidifie par le refroidissement. Lorsque la cire est congelée sur tous, on remplit le vase *MN* d'huile bouillante ; la chaleur se propage dans les cylindres, et l'on juge par la rapidité de la fusion de la cire sur chacun d'eux de la rapidité avec laquelle ils propagent la chaleur. D'après les expériences d'Inghenhouse, l'argent et l'or sont les métaux les meilleurs conducteurs ; après viennent le cuivre, l'étain et le platine, à peu près au même degré ; ensuite le fer, l'acier et le plomb ; le verre, la porcelaine et les poteries sont inférieurs aux métaux ; le charbon et les bois secs conduisent plus mal encore.

506. Ce procédé peut bien faire juger de l'inégalité des pouvoirs conducteurs des différents corps, mais ne peut pas en donner

une mesure exacte. Pour déterminer les conductibilités relatives des corps solides, M. Desprets a employé un procédé déjà connu, qui a quelque analogie avec celui d'Inghenhouse.

Une barre prismatique droite *AB* (338) est soumise par son extrémité *A* à un foyer constant de chaleur ; sur sa longueur se trouvent de petites cuvettes creusées dans son épaisseur, également distantes, remplies de mercure, et dont chacune reçoit la boule d'un thermomètre. La température de la barre s'élève d'abord dans tous les points ; mais il arrive bientôt un instant où la température de chacun d'eux devient stationnaire. A cet instant la quantité de chaleur perdue par le rayonnement et par le contact de l'air, à partir d'une section verticale quelconque, est égale à la quantité de chaleur transmise par cette tranche. Lorsque la barre est assez mince pour que l'on puisse considérer tous les points d'une même tranche comme ayant des températures égales, et qu'elle est suffisamment longue pour que l'influence du foyer ne se manifeste pas à son extrémité, on démontre que, si l'on prend des points A', A'', A''', également distants entre eux, de sorte que leurs distances au foyer soient en progression arithmétique, les températures de ces points décroissent en progression géométrique, et la raison de cette progression dépend de la conductibilité propre de la substance et de celle de sa surface. Ainsi, en opérant sur des barres dont les pouvoirs rayonnants ont été rendus égaux par des couches de vernis (487), la raison de la progression géométrique des températures des thermomètres ne dépendra plus que de la conductibilité de la substance de la barre, d'où on pourra facilement la déduire.

En appelant y l'excès de la température d'un point de la barre situé à une distance x du foyer, sur celle de l'air, $2l$ l'épaisseur de la barre, que l'on suppose carrée, h la conductibilité de la surface, k la conductibilité propre de la substance, A la température de la source de chaleur, et e la base des logarithmes népériens, on a

$$y = Ae^{x-\sqrt{\frac{2h}{kt}}}$$

En mettant dans la formule les valeurs de y, A, et x, relatives à une seule observation, on aura une équation dont on pourra tirer le rapport $\frac{h}{k}$.

Si les pouvoirs rayonnants des barres ont été rendus égaux, h aura la même valeur pour toutes, et l'équation précédente servira à déterminer les rapports des valeurs de k, et cela par l'observation de la température d'un seul point de chaque barre ; mais il est plus avantageux d'observer la température de deux points, parce qu'alors en divisant l'une par l'autre les deux équations correspondantes, les distances x' et x'', à l'origine de la barre, sont remplacées par la différence des distances de ces deux points, qu'il est plus

facile de mesurer, et que la température de la source disparaît. Cette formule ne pourrait pas servir à déterminer h et k, parce qu'elle ne renferme que le rapport de ces deux quantités.

Cette loi logarithmique ne se vérifie sensiblement que pour le cuivre, le fer, l'étain, le zinc et le plomb ; pour le marbre, la porcelaine, la terre des fourneaux, les rapports des températures indiquées par des thermomètres également distants ne sont plus les mêmes. On a expliqué cette différence en observant que la formule était relative à une barre très mince, et qu'elle était fondée en partie sur la loi de Newton pour le refroidissement de la surface. Mais il est probable que la différence entre les résultats du calcul et ceux de l'observation tient aussi à ce que le coefficient de conductibilité n'est pas constant, et à ce que le rayonnement moléculaire est beaucoup plus compliqué qu'on ne le suppose.

C'est ainsi que M. Despretz a trouvé les nombres renfermés dans le tableau suivant.

Faculté conductrice.

Or.	1000
Platine.	981
Argent.	973,0
Cuivre.	898,2
Fer.	374,3
Zinc.	363,0
Etain.	303,9
Plomb.	179,5
Marbre.	23,6
Porcelaine.	12,2
Terre des fourneaux.	11,4

507. M. Delarive, en opérant sur des prismes de bois par la méthode employée par M. Despretz, a reconnu que la conductibilité perpendiculairement aux fibres était beaucoup plus petite que dans le sens des fibres, et que l'ordre des bois rangés suivant leur conductibilité, parallèlement ou perpendiculairement aux fibres, était le suivant : *alier, noyer, chêne, sapin, peuplier, liége.*

508. Pour déterminer la conductibilité absolue des corps, telle que nous l'avons définie, il faudrait employer la méthode suivante :

Supposons que nous prenions un vase d'une égale épaisseur, formé de la substance dont on veut déterminer la conductibilité; qu'on maintienne sa température intérieure à 100°, au moyen de la vapeur d'eau, et sa température extérieure à 0° par de la glace fondante : la quantité de chaleur qui traversera le vase dans l'unité de temps sera proportionnelle à la quantité de glace fondue dans le même temps ; par conséquent, si on représente ce poids par P, par S la surface du ballon, par e l'épaisseur des parois, la quantité de glace fondue par mètre carré sera $\frac{P}{S}$, et on aura (503)

$$\frac{P}{S} = k\frac{100^\circ}{e}, \text{ d'où } k = \frac{Pe}{100 \times S}.$$

Cette méthode ne peut être employée que pour des corps qui peuvent être facilement façonnés en vases et qui sont imperméables à l'eau : elle serait très convenable pour les métaux. L'appareil devrait être disposé de manière à permettre l'écoulement continu de l'eau provenant de la condensation de la vapeur dans le ballon, et de la liquéfaction de la glace au dehors. Il faudrait aussi disposer l'appareil de manière que la glace fût soustraite à l'action de l'air ou des corps environnants, afin que la totalité de l'eau formée provînt de la chaleur transmise à travers les parois du ballon. Ces expériences se feraient d'une manière bien plus facile en employant, au lieu de glace, de l'eau à la température de l'air, mais dont la masse fût assez grande pour que sa température ne s'élevât que de quelques degrés pendant l'expérience. On pourrait considérer la surface extérieure du vase comme ayant été maintenue pendant toute la durée de l'expérience à la température moyenne entre celle de l'eau au commencement et à la fin de l'expérience; la perte de chaleur de l'eau pendant l'opération pourrait être négligée, ou calculée, ou détruite par une méthode très ingénieuse due à Rumfort, et dont nous parlerons plus loin ; enfin, la quantité de chaleur propagée s'obtiendrait en multipliant la masse d'eau par le nombre de degrés dont sa température se serait élevée.

Dans ces expériences on regarde les températures des surfaces intérieures et extérieures comme égales à celle du liquide qui les touche ; cependant il faut nécessairement qu'il y ait une différence, car autrement la chaleur ne passerait pas; mais cette différence doit être de l'ordre de celle des éléments consécutifs de l'enveloppe. Ces expériences sur la conductibilité seraient importantes pour constater si les quantités de de chaleur qui traversent les plaques sont réellement en raison inverse des épaisseurs : car les résultats qu'on obtient dans tous les appareils de chauffage varient si peu quand on augmente leur épaisseur, qu'il est permis de douter de l'exactitude de la loi en question.

509. Les corps les plus mauvais conducteurs sont les substances composées de filaments très fins qui ne se touchent que par très peu de points, telles que le coton, la laine en flocons, le duvet, le son, la paille, etc.

510. En 1829, M. Trevelyan a découvert un phénomène fort remarquable qui se produit dans le contact de deux métaux à des températures différentes, et qui paraît dépendre de la conductibilité. Voici l'expérience décrite par M. Trevelyan. On prend un bloc de plomb arrondi par sa partie supérieure (*fig.* 338 *A*) (1/2 pouce d'épaisseur, 2 pouces de hauteur, 4 pouces de longueur) et une plaque de cuivre pliée en gouttière et terminée par une mince tige en fer qui lui sert de manche (*fig.* 338*B*) (5 pouces de longueur, 2 pouces de largeur, 3/8 de pouce d'épaisseur ; tige de fer, 6 pouces de longueur); on met en équilibre cette barre dans une position horizontale sur le bloc de plomb ; on chauffe une des extrémités de la barre avec une lampe à alcool : après quelques minutes la barre se met à vibrer en produisant un son musical ; la barre de cuivre, étant préalablement chauffée à une haute température, vibre aussitôt qu'elle est mise en contact avec le bloc de plomb. La vitesse et l'amplitude des vibrations varient avec la nature des métaux, la température de la barre échauffée, sa forme, ses dimensions, et beaucoup d'autres circonstances inconnues. Les vibrations sont plus

fortes quand les surfaces de contact sont raboteuses que quand elles sont lisses; quand elles sont parfaitement polies l'effet est nul. Un corps quelconque, non métallique, quelque mince qu'il soit, interposé entre les deux corps, anéantit les vibrations. L'acuité du son augmente par la pression exercée sur la barre vibrante. D'après M. Forbes, le son musical ne se produit qu'autant qu'il existe un sillon, soit dans la barre échauffée, soit dans le bloc, tracé de manière que les points de contact de la barre et du bloc soient divisés en deux compartiments distincts. Ces vibrations n'ont jamais lieu qu'entre deux métaux de nature différente. Il range dans l'ordre suivant les métaux, sous le rapport de l'intensité des vibrations auxquelles ils donnent naissance quand ils sont en contact avec le plomb : *argent pur, cuivre, or d'essai, zinc, laiton, platine, fer, étain, antimoine, bismuth.* Ces deux derniers ne vibrent pas. M. Forbes admet que l'intensité des vibrations qui ont lieu par la superposition de deux métaux est proportionnelle (du moins dans de certaines limites) à la différence qui existe entre le pouvoir conducteur de ces métaux pour la chaleur, le métal qui a le moindre pouvoir conducteur devant être nécessairement le plus froid. M. Knight a reconnu qu'en versant une certaine quantité de métal fondu, étain, plomb, bismuth, etc., dans une tasse hémisphérique de cuivre, de fer, ou de laiton, reposant sur un morceau de plomb ou de tout autre métal, la capsule, qui n'a qu'un léger contact avec le support, vibre jusqu'à ce que l'équilibre de température soit établi. MM. Leslie et Faraday ont cherché à expliquer ces phénomènes en admettant que l'expansion du métal froid, au moment de son contact avec le métal chauffé, donnait naissance à une impulsion qui produisait le mouvement vibratoire. M. Forbes admet que, dans le passage de la chaleur d'un corps dans un autre moins bon conducteur, il se développe une force répulsive ; mais ces explications sont bien peu satisfaisantes.

511. *Propagation de la chaleur à travers les liquides.* Les liquides en général sont peu perméables au calorique rayonnant, et la chaleur ne s'y propage pas, comme dans les corps solides, par un rayonnement de molécules à molécules ; du moins, si ce mode de propagation existe dans ces corps, il y est très faible. La propagation de la chaleur a principalement lieu par les mouvements résultant des variations de densité, qui sont une conséquence des différences de température.

512. Rumfort avait admis que la propagation de la chaleur dans les liquides n'avait réellement lieu que par les mouvements dont nous venons de parler, attendu que ces corps ne communiquent point la chaleur de haut en bas. Son opinion était fondée sur ce qu'un cylindre métallique chauffé à 100° ayant été plongé dans de l'eau ou du mercure qui recouvrait un morceau de glace, aucune portion de glace ne fut fondue. La fig. 339 représente la disposition de l'appareil. *MN* est une masse de glace qui avait été formée d'avance au fond du vase *ABCD;* la dilatation que l'eau éprouve par la congélation avait produit la petite proéminence centrale *P;* pour éviter toute communication de chaleur par les parois du vase, le vase fut

plongé dans de la glace fondante jusqu'à la hauteur de la glace intérieure; on versa ensuite dans le vase de l'eau à 0°, et on plongea dans cette eau un cylindre métallique creux, plein d'eau bouillante.

Mais, depuis, MM. Pictet et Nicholson ont reconnu qu'en plaçant un corps chaud à la surface d'un liquide, il faisait monter un thermomètre placé au fond du liquide. Murray a fait sur cet objet une expérience bien plus décisive encore : il plaça la boule d'un thermomètre dans le fond d'un cylindre de glace, qui fut rempli successivement d'huile et de mercure, et il approcha un corps chaud de la surface; le thermomètre monta de plusieurs degrés. Dans cette expérience la communication de la chaleur ne pouvait pas être attribuée au vase, parce que la glace étant à 0° se fondait par la chaleur et ne s'échauffait pas. Il faut remarquer que l'expérience faite avec le mercure est la seule qui démontre que la propagation de la chaleur a lieu par le rayonnement moléculaire : car, pour les liquides transparents, il serait possible que la variation du thermomètre provînt de la transmission directe du calorique rayonnant de la source à travers le liquide.

513. On peut démontrer par l'expérience suivante que, dans les liquides, la communication de la chaleur de haut en bas est extrêmement faible. Dans un vase de verre *M* (*fig.* 339 *A*) plein d'un liquide quelconque, on place un thermoscope très sensible *abcd*, lesté de manière qu'il reste dans le liquide, et dont la boule *a* soit à une très petite distance du niveau du liquide; ensuite on fait flotter à sa surface un vase de métal mince, de ferblanc par exemple, plein d'eau ou d'huile bouillante. La boule du thermoscope, quoiqu'à une très petite distance du vase, ne s'échauffe que d'une quantité très petite; ce qui prouve que le rayonnement de ce vase ne pénètre dans le liquide qu'à une très petite distance, et que le rayonnement des couches de liquide qui sont immédiatement en contact avec le vase est extrêmement faible.

514. Mais, si une masse liquide était échauffée par le bas ou par les parties latérales du vase, la couche d'eau en contact immédiat avec la paroi échauffée, devenant plus légère, s'élèverait et serait remplacée par d'autres qui, après s'être échauffées, s'élèveraient à leur tour; de sorte qu'il se formerait deux courants, un de couches chaudes, qui monte, et un de couches froides, qui descend. On peut rendre visible ce double courant en mettant dans un vase de verre (*fig.* 340), que l'on fait chauffer par sa partie inférieure, de la sciure de bois, de la poudre de succin, ou de tout autre corps dont la den-

sité diffère peu de celle de l'eau : les deux courants entraînent ces particules solides de bas en haut et de haut en bas. Un changement de température de quelques degrés est suffisant pour rendre ces courants très sensibles.

Quand le liquide s'échauffe, les courants ascendants ont lieu contre les parois du vase, et les courants contraires dans l'axe. Lorsque le liquide se refroidit, les courants changent de position : le courant central est alors ascendant. La raison de la position des courants dans le réchauffement et dans le refroidissement est facile à concevoir : elle provient de ce que, l'échauffement ou le refroidissement ayant principalement lieu par les parois du vase, dans l'échauffement, les couches en contact avec les parois sont les plus chaudes et ont la plus grande force ascensionnelle, tandis que, dans le refroidissement, elles sont les plus froides, et tendent plus à descendre que les couches centrales.

515. Pour faire voir combien est faible la conductibilité de l'eau, nous rapporterons encore quelques expériences très remarquables de Rumfort. Ce physicien avait placé dans un cylindre de verre un morceau cylindrique de glace : en versant dessus un certain volume d'eau bouillante, la glace fut fondue en deux minutes. Il répéta ensuite cette expérience avec un morceau de glace semblable, de même poids, mais fixé au fond du vase, et en employant le même poids d'eau bouillante ; après deux heures, la moitié seulement de la glace avait été fondue. La quantité de chaleur qui s'était propagée de haut en bas dans cette expérience provenait encore des courants qui s'étaient formés dans le liquide : car nous démontrerons plus tard que le maximum de densité de l'eau a lieu à la température de 4° environ au dessus du terme de la congélation ; par conséquent, l'eau immédiatement en contact avec la glace étant moins dense que celle qui était à une température plus élevée de quelques degrés, tendait à s'élever, et il en résultait des courants analogues à ceux qui se forment dans une masse liquide qu'on chauffe par le bas. Rumfort a démontré l'exactitude de ce dernier fait par des expériences fort curieuses. Il a remarqué que, si l'eau ne propage réellement la chaleur que par des courants intestins, quelle que soit la température de l'eau placée au dessus de la glace, les couches d'eau qui descendront et qui viendront fondre la glace seront seulement à des températures voisines de 4° ; par conséquent, l'eau située au dessus de la glace devra en fondre le même poids, quelle que soit sa température, pourvu qu'elle soit supérieure à 4°. L'expé-

rience a sensiblement confirmé cette induction : car l'eau à 100° et à 5° a fondu dans le même temps la même quantité de glace. Ces expériences ont été faites de la manière suivante : un vase cylindrique *ABCD* (*fig.* 341), renfermant de l'eau que l'on avait d'abord congelée, fut placé dans un vase renfermant de la glace fondante jusqu'à la hauteur de la glace intérieure ; ensuite on versa sur la glace de l'eau à 0°, et sur cette eau, à l'aide d'un flotteur, de l'eau à différentes températures.

516. Il résulte de tout ce qui précède que la propagation de la chaleur dans un liquide doit être diminuée lorsqu'il renferme des substances très divisées qui s'opposent aux mouvements que l'inégalité de température tend à y produire : c'est en effet ce qui a lieu. Rumfort a fait à ce sujet un grand nombre d'observations. Il se servait de l'appareil *fig.* 342, composé d'un ballon de verre *AB* fermé par un bouchon, à travers lequel passait la tige *ab* d'un thermomètre dont la boule se trouvait au centre du ballon ; il introduisait dans le ballon d'abord de l'eau pure, et ensuite de l'eau mêlée avec de l'édredon, de l'empois, etc. Il échauffait le ballon à 75°, le plongeait dans de l'eau à zéro, et observait le temps nécessaire pour produire le refroidissement d'un même nombre de degrés. Il a constamment observé que le refroidissement était d'autant plus long que les mouvements de l'eau étaient moins libres.

517. *Propagation de la chaleur à travers les gaz.* Les gaz sont facilement traversés par le calorique rayonnant, et la chaleur s'y propage, comme dans les liquides, par les mouvements qui résultent de l'inégalité de température, et qui sont d'autant plus rapides, toutes choses égales d'ailleurs, que les gaz ont une plus faible densité. Le rayonnement moléculaire des gaz est très faible.

518. On peut reconnaître que la communication directe de la chaleur dans les gaz en repos est extrêmement faible, en soumettant à l'action d'un foyer de chaleur une masse d'air, dans laquelle on a introduit des corps légers qui s'opposent aux mouvements provoqués par l'inégalité de température, tels que du duvet, de l'édredon, du coton cardé, etc. : la communication de la chaleur s'effectue alors avec beaucoup plus de lenteur que quand l'air est libre. Rumfort, qui a fait beaucoup d'expériences à ce sujet, employait l'appareil *fig.* 342. L'appareil étant amené à 0° par immersion dans la glace fondante, il observait le temps qu'il mettait à s'échauffer d'un même nombre de degrés en le plongeant dans l'eau bouillante, d'abord quand le ballon était rempli d'air libre, et en-

suite de différentes substances propres à empêcher les mouvements de l'air : il reconnut ainsi que ces substances augmentent beaucoup la durée du réchauffement. Il est très probable d'après cela que les corps légers, tels que le duvet, les plumes, la laine, les fourrures, qui sont très mauvais conducteurs de la chaleur, doivent cette propriété à l'air interposé qui ne peut pas obéir aux mouvements que la chaleur tend à lui faire prendre, non seulement à cause de l'obstacle mécanique que la diffusion des filaments oppose à ces mouvements, mais par une attraction que tous les corps poreux paraissent exercer sur les gaz. On peut encore constater le faible rayonnement des gaz au moyen de l'appareil de M. Melloni (*fig.* 327), en plaçant une lampe à alcool derrière le diaphragme *C*, de manière que le courant d'air chaud seul passe devant l'orifice *o*; l'aiguille du multiplicateur reste immobile.

Les gaz de nature différente conduisent aussi très inégalement la chaleur par les courants dont nous avons parlé, probablement à cause de leur inégale mobilité : car si on introduit dans le ballon (*fig.* 342) successivement différents gaz, en le plongeant dans le même bain à la même température, le temps nécessaire pour l'établissement de l'équilibre varie d'un gaz à l'autre ; il est plus petit pour l'hydrogène que pour l'air.

§ III. *Lois du réchauffement et du refroidissement.*

519. Quand un corps se refroidit dans le vide, la perte de chaleur provient uniquement du rayonnement, ou plutôt de la différence entre son rayonnement et celui de l'enceinte dans laquelle il est placé. Quand le refroidissement a lieu dans l'air, la perte de chaleur provient en outre du gaz environnant, qui, en s'échauffant par son contact avec le corps, s'élève et se renouvelle sans cesse. Lorsque le corps est liquide, d'une masse quelconque, à chaque instant la température du corps est la même dans tous ses points ; mais quand le corps est solide, elle varie d'un point à un autre, et la température de chacun d'eux, aux différentes époques du refroidissement, dépend de la conductibilité propre du corps. On voit d'après cela que les phénomènes du refroidissement dépendent de plusieurs causes différentes, et que les lois doivent en être compliquées.

520. *Loi de Newton.* Newton avait supposé que, pour un corps quelconque, la perte de chaleur à chaque instant était proportion-

nelle à l'excès de sa température sur celle du milieu environnant. En partant de cette loi, on peut facilement trouver la température du corps à un instant quelconque du refroidissement. Cette loi est suffisamment approchée quand la différence de température n'excède pas 20 à 30°; mais pour une plus grande différence elle est complétement inexacte.

521. D'après la loi de Newton, en désignant par T l'excès de température du corps sur celle de l'air après un temps t compté de l'origine du refroidissement, et par a la perte de chaleur qui aurait lieu dans l'unité de temps pour une différence de température constante et égale à 1°, on a

$$dT = -aTdt; \text{ d'ou } \frac{dT}{T} = -adt, \text{ et } \log T = C - at.$$

A étant la température initiale, $t = o$ doit donner $T = A$: par conséquent,

$$C = \log A, \text{ et il vient}$$

$$\log T = \log A - at, \quad \text{ou Log } T = \text{Log } A - \frac{at,}{m,} \quad \text{ou } T = A 10^{-\frac{at}{m}},$$

m étant le module des tables 2,3025.

522. Les expériences sur le refroidissement dans l'air peuvent se faire au moyen de l'appareil *fig.* 343. *ABCD* est un vase en fer-blanc que l'on remplit d'eau bouillante; le thermomètre *mn* en indique à chaque instant la température. On peut aussi se servir d'un thermomètre à grand réservoir, qu'on suspend dans l'air : c'est alors le refroidissement du thermomètre lui-même que l'on observe.

523. En 1817, MM. Petit et Dulong sont parvenus à découvrir les lois du refroidissement des corps liquides dans le vide et dans les gaz; c'est du mémoire de ces deux célèbres physiciens que nous avons extrait ce qui suit.

Avant d'exposer la méthode d'observation employée, nous devons dire ce que l'on doit entendre par vitesse du refroidissement. Lorsqu'un corps se refroidit, la quantité de chaleur qu'il perd dans un instant très petit décroît continuellement, parce qu'elle dépend de la température du corps et diminue avec elle. Nous désignerons par vitesse du refroidissement à un instant quelconque l'abaissement de température qui aurait lieu pendant une minute si, pendant cette durée, la quantité de chaleur émise à chaque instant était constante. Ces vitesses ne sont point données par l'expérience, mais on peut les déduire de l'observation par un calcul très simple. Cette définition de la vitessse du refroidissement est analogue à celle de la vitesse d'un corps qui se meut avec un mouvement varié : elle change à chaque instant; mais on la mesure à un instant donné par l'espace que le mobile parcourrait uniformément, pendant l'unité de

temps, avec la vitesse qu'il possède à l'instant que l'on considère.

Pour calculer ces vitesses on divisait les observations relatives au refroidissement d'un même corps en plusieurs parties: dans chacune d'elles, les observations pouvaient toujours être représentées par la formule $T = Am^{\alpha t + 6t^2}$, T étant la température après le temps t; A, m, α, 6 des nombres que l'on déterminait de manière à satisfaire aux observations. En désignant la vitesse du refroidissement par V, on trouve par les règles ordinaires du calcul différentiel, $dT = Am^{\alpha t + 6t^2}$ (Log m) $(\alpha + 26t)\,dt$; d'où $\frac{dT}{dt} = V = T$ (Log m) $(\alpha + 26t)$.

524. Les premières expériences ont eu pour objet de vérifier si la masse des corps avait de l'influence sur la loi du refroidissement. Pour cela on a observé le refroidissement de trois thermomètres à réservoirs sphériques A, B, C; le premier avait 2 centimètres de diamètre, le second 4, et le troisième 7. Le tableau suivant présente les résultats des observations.

Excès de température sur l'air.	Vitesses du refroidissement du thermomètre A.	Vitesses du refroidissement du thermomètre B.	Vitesses du refroidissement du thermomètre C.
100°	18°,92	8°,97	5°,00
80	14,00	6,60	3,67
60	9,58	4,56	2,52
40	5,93	2,80	1,56
20	2,75	1,30	0,73

Ce tableau rend bien évidente l'inexactitude de la loi de Newton, car les vitesses du refroidissement croissent plus rapidement que les différences de température. Par exemple, d'après cette loi, la vitesse du refroidissement, quand la différence de température est de 100°, devrait être cinq fois plus grande que quand la différence est seulement de 20° : or, d'après le tableau précédent, le rapport est plus grand que 6.

En divisant les vitesses du refroidissement du thermomètre A par les vitesses correspondantes du thermomètre B, on trouve le même quotient 2,11; et, en divisant les vitesses du refroidissement des thermomètres A et C, on trouve également le même quotient 3,80 : ainsi la loi du refroidissement ne dépend point de la masse des corps.

525. Des expériences analogues, faites sur de l'eau, du mercure, de l'alcool et de l'acide sulfurique, ont démontré que la nature du

liquide contenu dans le vase était aussi sans influence sur la loi du refroidissement.

526. Il restait à reconnaître si la forme des vases et l'état de leur surface pouvaient modifier la loi du refroidissement. Pour vérifier l'influence de la forme des vases, on a observé le refroidissement de trois vases de ferblanc de même capacité : le premier était sphérique ; le second était cylindrique et avait une hauteur double du diamètre de sa base ; le troisième était également cylindrique, mais sa hauteur était moitié de son diamètre. L'expérience a encore démontré que la loi du refroidissement était indépendante de la forme des vases.

527. Enfin, pour reconnaître l'influence de la nature de la surface, on a observé le refroidissement d'une boule de verre et de ferblanc, mais on n'a plus trouvé les mêmes résultats que dans les expériences précédentes. Les rapports entre les vitesses correspondantes du refroidissement de la boule de verre et de celle de ferblanc ne sont plus les mêmes : ces rapports croissent avec la différence de température.

Il résulte de ces expériences que la loi du refroidissement est indépendante de la masse du liquide, de sa nature, de sa forme, mais qu'elle varie avec la nature de sa surface.

528. L'appareil dont MM. Petit et Dulong se sont servis pour observer le refroidissement dans le vide et dans différents gaz à différentes tensions est représenté *fig.* 344. Il consiste en un grand ballon de cuivre mince *A*, fermé par un plateau *ab* de glace, percé à son centre d'un trou circulaire, dans lequel entre un bouchon, à travers lequel passe la tige d'un thermomètre *M*. Sur la plaque de glace *ab* se pose un manchon de verre *CD*, dont la partie inférieure s'applique exactement sur la glace, et dont la partie supérieure est garnie d'une douille recevant un tube à robinet, que l'on peut faire communiquer, par des tuyaux de plomb très flexibles, avec une machine pneumatique et ensuite avec une cloche pleine du gaz que l'on veut introduire dans le ballon. On commençait par enlever le cylindre *CD*, puis le plateau *ab* avec le thermomètre ; on chauffait le thermomètre jusqu'à l'ébullition du mercure ; on replaçait le plateau et le cylindre *CD* ; on lutait les jointures du plateau, et on faisait le vide, que l'on maintenait pendant la durée de l'observation si le refroidissement devait avoir lieu dans le vide, ou bien on remplissait le ballon du gaz dans lequel on voulait observer le refroidissement. Le ballon *A* était plongé dans une cuve en bois pleine

d'eau que l'on maintenait à une température constante ; cette eau était échauffée par un courant de vapeur qui venait s'y dissoudre. Les indications de l'instrument subissaient deux corrections : 1° celle relative à la tige de l'instrument, qui se trouvait à la température ordinaire ; 2° la réduction des degrés du thermomètre à mercure en degrés du thermomètre à air ; enfin on corrigeait la vitesse de refroidissement de l'erreur provenant de la rentrée du mercure froid dans la boule. Connaissant le volume du mercure renfermé dans la boule et celui du mercure froid, cette dernière correction était facile à effectuer. Voici maintenant les lois que MM. Petit et Dulong ont déduites de l'observation.

529. *Refroidissement dans le vide.* Il résulte de l'observation que, quand l'excès de température reste constant, la vitesse du refroidissement croît en proportion géométrique lorsque la température de l'enceinte croît en progression arithmétique. Ainsi, en désignant la vitesse par V, on a, d'après cette loi,

$$V = \varphi t \times a^{\theta},$$

φt étant une fonction inconnue de l'excès de température, a un nombre constant, et θ la température de l'enceinte.

Mais quand un corps se refroidit dans une enceinte vide, la vitesse du refroidissement n'est que l'excès de son rayonnement sur celui de l'enceinte. Par conséquent, en désignant par $F(t+\theta)$ et $F(\theta)$ les rayonnements du corps et de l'enceinte, on a

$$V = F(t+\theta) - F(\theta), \quad \frac{F(t+\theta) - F(\theta)}{a^{\theta}} = \varphi t,$$

$$\text{et} \quad t = t\frac{F'(\theta)}{a^{\theta}} + \frac{t^2}{2}\frac{F''(\theta)}{a^{\theta}} + \frac{t^3}{2.3}\cdot\frac{F'''(\theta)}{a^{\theta}} + \text{etc.}$$

Or, φt est indépendant de θ, quel que soit t.

Ainsi on a $\dfrac{F'(\theta)}{a^{\theta}} = n$, n étant un nombre constant.

Cette condition donne $F'(\theta) = na^{\theta}$, d'où $F(\theta) = \dfrac{n}{\log a}.a^{\theta} + C.$

On aura de même $F(t+\theta) = \dfrac{n}{\log a}a^{t+\theta} + C$; et

$$F(t+\theta) - F(\theta) = m a^{\theta}(a^t - 1) = V.$$

La constante est nulle : car pour $t=0$ on a $V=0$. Ainsi la loi du refroidissement dans le vide est

$$V = m a^{\theta}(a^t - 1). \quad (1)$$

En déterminant à l'aide de cette formule la constante a au moyen de deux observations dans lesquelles t est constant, et ensuite m en substituant dans la formule la valeur de a, et celles de V, t et θ correspondantes, on a trouvé pour a une valeur constante 1,0077, quelle que soit la nature de la surface du thermomètre, et pour m un nombre variable avec la nature du corps qui se refroidit. Pour le thermomètre à surface vitreuse, on a trouvé $m = 2{,}037$; pour le thermomètre à surface argentée, $m = 0{,}54$.

En substituant ces valeurs de a et de m dans la formule (1), on a comparé les vitesses calculées aux vitesses observées dans une étendue de plus de 300°, et toujours l'accord le plus parfait a existé : ainsi la formule (1) doit être considérée comme représentant la vitesse du refroidissement d'une masse liquide dans le vide, quelle que soit la nature de sa surface, a étant un nombre constant = 1,0077, et m un nombre variable pour chaque corps.

Il résulte de la méthode employée pour obtenir la formule (1) que le premier terme représente la chaleur émise par le corps, et le second la chaleur absorbée : par conséquent, si un corps se refroidissait dans une enceinte vide privée de la faculté de rayonner, la vitesse du refroidissement serait ma^t ; ainsi la vitesse du refroidissement croîtrait en progression géométrique, les différences de température croissant en progression arithmétique.

Dans le cas ordinaire, $ma^{\theta} a^{t}$ représente évidemment la chaleur émise, et ma^{θ} la chaleur absorbée : or, comme c'est la même lettre m qui se trouve dans ces deux expressions, il s'ensuit que le pouvoir absorbant est toujours égal au pouvoir émissif ; et comme m ne change pas pour le même corps aux différentes périodes du refroidissement, il s'ensuit que le pouvoir absorbant et le pouvoir émissif sont constants, et ne dépendent que de la nature de la surface du corps. Il est facile de voir que m est proportionnel à la surface du corps, à la faculté émissive ou absorbante, et en raison inverse du poids du corps et de sa capacité calorifique.

Ce résultat paraît bien difficile à concilier avec ce que nous avons dit (498) relativement au rapport des pouvoirs rayonnants et absorbants.

Les lois relatives au refroidissement dans le vide ne sont vraies qu'autant que les températures sont comptées sur le thermomètre à air : en les mesurant sur tout autre thermomètre les lois deviennent d'une extrême complication.

On peut déduire de la formule (1) la température du corps à un instant quelconque en fonction du temps écoulé : en effet, en désignant ce temps par x on a

$$V = -\frac{dt}{dx} = M\,(a^t - 1)\text{ ; d'où } dx = \frac{-\,dt}{M(a^t - 1)},$$

$$\text{et } x = \frac{1}{M \operatorname{Log} a}\left(\operatorname{Log}\frac{a^t - 1}{a^t}\right) + C,$$

la constante arbitraire et le nombre M se détermineront dans chaque cas particulier lorsqu'on connaîtra les valeurs de t correspondantes à deux valeurs de x.

530. *Lois du refroidissement dans les gaz.* Les vitesses du refroidissement dues au contact des gaz s'obtiennent en retranchant de la vitesse totale, due au contact et au rayonnement, la vitesse due à cette dernière cause, qui se calcule facilement dans tous les cas. MM. Petit et Dulong ont obtenu ainsi les résultats suivants :

1° La nature de la surface est sans influence sur les pertes de chaleur dues au contact seul des gaz ;

2° Pour un même gaz sous la même pression, mais à des températures différentes, les pertes de chaleur sont les mêmes pour les mêmes différences de température.

3° Quand l'élasticité du gaz varie en progression géométrique, la vitesse du refroidissement varie aussi en progression géométrique. Quand le rapport de la première progression est 2, celui de la deuxième est 1,366 pour l'air, 1,301 pour l'hydrogène, 1,431 pour l'acide carbonique, 1,415 pour le gaz oléfiant.

Cette dernière loi peut s'énoncer d'une autre manière : en désignant par P le pouvoir refroidissant de l'air sous la pression p, il deviendra P (1,366) à la pression $2p$, $P(1,366)^2$ à la pression $4p$, et enfin $P(1,366)^n$ à la pression $2^n p$. Si nous faisons $P(1,366)^n = P'$, et $2^n p = p'$, on aura

$$\text{Log}\, P + n \text{ Log } (1,366) = \text{Log. } P' ; \text{ et Log. } p' = \text{Log}\, p + n \text{ Log } 2 ;$$

éliminant n entre ces deux équations, il vient

$$\left(\frac{P'}{P}\right)^{\text{Log } 2} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{\text{Log } (1,366)} \text{ et } \frac{P'}{P} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{0,45.}$$

Pour le gaz hydrogène, la puissance de la pression serait 0,38 ; pour l'acide carbonique 0,517 ; pour le gaz oléfiant 0,501.

4° Enfin il ne restait plus qu'à reconnaître pour un état donné d'un gaz la loi des vitesses en fonction des différences de température. MM. Petit et Dulong ont d'abord trouvé que cette loi était indépendante de la nature du gaz, et que, les différences de température croissant en progression géométrique, les vitesses croissent également en progression géométrique : le rapport de la première progression étant 2, celui de la seconde est 2,350. Alors, en désignant par P et P' les quantités de chaleur perdues pour des excès de température t et t', on a, comme précédemment,

$$\frac{P'}{P} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{\frac{\log 2,350}{\log 2}} \text{ ou } \frac{P'}{P} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{1,233}$$

En résumant toutes les lois précédentes, on a

$$V = np^c t^b$$

n étant un coefficient qui change avec la nature du gaz et les dimensions du corps, p la pression, c un coefficient constant pour les différents corps, mais variable avec la nature du gaz, t l'excès de température, et b le nombre constant 1,233. Pour l'air on aurait

$$V = np^{0,45} \times t^{1,233}.$$

531. La loi générale de la vitesse du refroidissement dans un gaz est alors

$$V = m(a^t - 1) + np^c t^b .$$

En discutant cette formule, MM. Petit et Dulong en ont déduit ce fait connu, que, si deux corps ne diffèrent que par leur pouvoir rayonnant, dans les basses températures la vitesse du refroidissement est plus grande pour le corps qui rayonne le plus, et dans les hautes températures c'est le contraire qui a lieu.

532. *Réchauffement et refroidissement des corps solides.* Les lois que nous venons d'énoncer ne sont applicables, comme nous l'avons dit, qu'à des masses fluides, parce que, la chaleur s'y propageant avec une extrême facilité par les mouvements intérieurs, on peut toujours les considérer, du moins dans le plus grand nombre de cas, comme ayant à chaque instant la même température dans tous leurs points. Elles sont encore applicables à des corps solides de très petites dimensions. Mais, pour des corps solides de dimensions finies, la température à chaque instant serait

différente dans les différents points, et pour chacun d'eux la variation de température dépendrait non seulement des éléments que nous avons considérés, mais encore de sa position et de la conductibilité de la matière.

533. Lorsqu'une enceinte est échauffée par un foyer intérieur, et que la surface extérieure est en contact avec l'air ou tout autre milieu, la température de l'air intérieur et des parois de l'enceinte s'élève; mais comme alors la quantité de chaleur perdue par la surface extérieure va aussi en croissant, la température de l'enceinte finira par devenir constante quand la quantité de chaleur dissipée par la surface extérieure de l'enceinte sera égale à celle que fournit le foyer intérieur dans le même temps.

Nous rapporterons ici la manière de déterminer approximativement la température d'une enceinte échauffée par un foyer intérieur, en ayant égard au refroidissement par la surface extérieure, mais seulement quand l'enceinte a partout la même épaisseur, et que le pouvoir rayonnant de tous les points de la surface intérieure est le même, ainsi que celui de tous les points de la surface extérieure.

Soit T la température du foyer, S sa surface, t la température de l'air intérieur, t' celle de l'air extérieur, a la température de la surface intérieure de la paroi, b celle de la surface extérieure, e l'épaisseur de la paroi, h, h', h'', la conductibilité de la surface du foyer et des surfaces intérieures et extérieures de l'enceinte, k la conductibilité de la paroi de l'enceinte, et S' sa surface intérieure ou extérieure.

La quantité de chaleur émise dans l'unité de temps par le foyer $= Sh(T-t)$; la quantité de chaleur versée dans l'air intérieur par le rayonnement $= S'h'(a-t)$; la quantité de chaleur que reçoit la paroi extérieure $= S'k \left\{ \frac{a-b}{e} \right\}$; enfin la quantité de chaleur versée dans l'air extérieur $= h''(b-t')$. Toutes ces quantités devant être égales, on a les trois équations

$$Sh(T-t) = S'h'(a-t)\ ,\quad S'h'(a-t) = S'k\left\{\frac{a-b}{e}\right\}$$

$$S'k\left\{\frac{a-b}{e}\right\} = h''(b-t').$$

Quand on connaîtra par l'expérience les quantités k, h, h', h'', ces trois équations serviront à déterminer a, b et t.

534. *Influence des enceintes multiples.* Lorsqu'une enceinte renfermant un foyer de chaleur est environnée de plusieurs autres enceintes, à mesure que leur nombre augmente, la température de l'air intérieur s'élève, s'approche toujours davantage de celle du foyer, et la perte de chaleur par la dernière enveloppe diminue continuellement. La raison en est évidente : en augmentant le nombre des enceintes on augmente les obstacles qui s'opposent à la dissipation de la chaleur. L'effet des enceintes isolées est beaucoup

plus grand que celui qui serait produit par une seule dont l'épaisseur serait égale à la somme des épaisseurs des enceintes isolées, parce que la chaleur se propage beaucoup plus facilement à travers les corps quand ils sont en contact que quand ils sont séparés.

C'est sur ce principe qu'est fondé l'usage des doubles vitres que l'on emploie souvent pour les serres et pour les fenêtres des appartements dans les pays froids.

Nous rapporterons à cette occasion un fait très remarquable, et qui rend bien évidente l'influence des enveloppes. Si on place un thermomètre au fond d'une caisse en bois, dont une des faces soit fermée par trois ou quatre lames de verre, en soumettant cette face à l'action des rayons solaires, le thermomètre, qui à l'air libre ne s'élève qu'à 30°, monte jusque à 100°. La raison en est simple: les rayons de lumière, ainsi que le calorique qui les accompagne, traversent facilement les lames de verre, mais ces lames, s'opposant à la dissipation du calorique obscur qui s'accumule au fond de la boîte, diminuent la vitesse du refroidissement du thermomètre, qui, par conséquent, s'élève beaucoup plus que s'il était exposé à l'air libre.

La théorie du rayonnement et celle du refroidissement donnent l'explication de plusieurs phénomènes.

535. *Explication de divers phénomènes.* Lorsque l'air extérieur est beaucoup plus froid que l'air intérieur des appartements, on sait qu'il se dépose de la vapeur d'eau contre les vitres, et que cette eau se congèle quand la température extérieure est assez basse; cette précipitation de vapeur provient du refroidissement qu'éprouvent les couches d'air intérieures en contact avec les vitres, et de ce que la quantité d'eau qui peut rester en dissolution dans l'air diminue avec la température. M. Bénédict Prevost a fait sur cette précipitation des vapeurs plusieurs observations remarquables. Lorsque l'on couvre une partie de la vitre d'une feuille d'étain, placée du côté le plus chaud, il se dépose sur la surface de la lame métallique plus de vapeurs que sur la partie de la vitre qui est découverte; et si au contraire la feuille d'étain est du côté de l'air froid, il ne se dépose presque point de vapeurs sur la partie de la vitre qui est opposée au métal. L'explication de ce phénomène se déduit facilement de ce qui précède. En effet, dans le premier cas, la feuille métallique, étant du côté de l'air chaud, n'empêche pas la vitre de se refroidir; elle accélère même le refroidissement de la partie contre laquelle elle est appliquée: car le métal poli, ayant un

grand pouvoir réflecteur, renvoie dans l'air chaud les rayons de chaleur qui tendent à en sortir, et qui pénètrent au contraire facilement dans la vitre découverte, ce qui augmente d'autant le refroidissement de la partie de la vitre que recouvre le métal : il en résulte alors que la vapeur doit s'y déposer plus tôt et en plus grande quantité. Dans le second cas, il est évident que la lame d'étain empêche la vitre de se refroidir par son peu de pouvoir rayonnant, et par conséquent il doit moins se déposer de vapeurs sur la partie de la vitre qui lui est opposée que sur les parties nues.

536. Lorsque deux thermomètres, dont les boules sont recouvertes, la première d'une feuille métallique brillante, et l'autre de noir de fumée, sont exposés dans l'air à une température constante, ils prennent exactement la température du milieu. Mais lorsque ces thermomètres sont exposés à la même distance d'un foyer de chaleur ou de froid, ils indiquent des températures différentes. Ce dernier fait s'explique facilement en remarquant, comme nous l'avons déjà dit plusieurs fois, que les thermomètres s'échauffent uniquement par leur pouvoir absorbant, et qu'ils se refroidissent et par leur pouvoir émissif et par le contact de l'air. Si cette dernière cause de refroidissement était proportionnelle au pouvoir émissif, il est évident que les thermomètres devraient rester stationnaires aux mêmes points; mais le refroidissement par le contact de l'air est indépendant de l'état de la surface des corps: par conséquent, le refroidissement dans l'air n'augmente pas aussi rapidement que le pouvoir absorbant; ainsi, le thermomètre couvert de noir de fumée devra s'élever plus que celui qui est recouvert d'une enveloppe métallique.

Désignons par A la quantité de chaleur que la source envoie à chaque instant aux deux thermomètres, par r et r' leurs pouvoirs absorbants : les quantités de chaleur absorbées à chaque instant seront Ar et Ar', et les quantités de chaleur perdues seront sensiblement $at(r+c)$, et $at'(r'+c)$, a étant un coefficient constant dépendant de la masse et de l'étendue de la surface des thermomètres, et c un autre coefficient constant représentant le refroidissement dû au contact de l'air pour 1° et l'unité de surface. A l'instant de l'équilibre on a

$$Ar = at\,(r+c) \text{ et } Ar' = at'(r'+c)\text{ ; d'où}$$

$$\frac{r}{r'} = \frac{t\,(r+c)}{t'\,(r'+c)} \text{ et } \frac{t}{t'} = \frac{rr'+rc}{rr'+r'c}.$$

Ainsi, la température d'équilibre sera d'autant plus élevée que le pouvoir absorbant sera plus considérable. Si les thermomètres étaient renfermés dans des enceintes vides, perméables au calorique rayonnant de la source, on aurait $c=0$, et par conséquent $t=t'$.

§ IV. *Dilatation des corps.*

537. La dilatation des corps solides se manifeste d'une manière si évidente dans un si grand nombre de circonstances, qu'il ne serait pas nécessaire de rapporter ici les expériences qui constatent ce phénomène; cependant nous décrirons l'appareil qu'on emploie ordinairement pour mettre en évidence cette dilatation. *AB* (*fig.* 345) est une barre de fer ou de cuivre fixée par une de ses extrémités sur un support *PQ*; vers l'extrémité *A*, elle est soutenue par un galet *R*; une barre verticale fixe *DE* porte à la partie supérieure une portion de cercle en cuivre *EF*; une aiguille *GH*, mobile autour du point *O*, parcourt par son extrémité supérieure *H* les degrés de *EF*, et l'autre extrémité recourbée s'applique contre l'extrémité de la barre métallique *AB*, qu'on peut échauffer au moyen des lampes *m*, *n*, *p*, *q*. Pour démontrer, au moyen de cet appareil, la dilatation des métaux, on commence par appliquer l'extrémité *G* de l'aiguille contre l'extrémité de la barre, et on observe sur le cadran *EF* la position de la pointe *H* de l'aiguille; ensuite on chauffe la barre, et on observe de nouveau la position de l'extrémité de l'aiguille : pour peu que la barre ait été chauffée, on reconnaît que l'aiguille s'est avancée dans le sens *EF*, et par conséquent que la barre *AB* s'est allongée. Il est évident que, si *OH* est dix fois plus grand que *OG*, l'espace décrit par le point *H* sera dix fois plus grand que l'allongement de la barre, et qu'en général l'espace décrit par le point *H* sera égal à la dilatation de la barre, multipliée par le rapport des longueurs des deux portions *OH* et *OG* de l'aiguille : en augmentant ce rapport, on peut donc rendre sensible la plus faible dilatation. On peut aussi constater la dilatation des corps solides en plongeant rapidement dans l'eau chaude un thermomètre à grand réservoir renfermant un liquide coloré : on voit le liquide descendre dans le tube à l'instant de l'immersion; il remonte ensuite lorsque la chaleur, après avoir agi sur l'enveloppe, pénètre le liquide. Quant à la dilatation des liquides et des gaz, l'usage du thermomètre ordinaire et du thermomètre différentiel la rend évidente.

538. Le fait de la dilatation par la chaleur et de la contraction par un abaissement de température a lieu pour tous les corps; il y a cependant quelques exceptions, mais elles ne se rencontrent que quand les corps changent d'état. C'est ainsi, par exemple, que l'eau.

le bismuth et la fonte de fer augmentent de volume en s'approchant du terme de leur solidification.

Dilatation des corps solides.

539. La connaissance de la dilatation des corps solides étant nécessaire dans presque tous les arts, il était essentiel d'en connaître exactement la valeur. Laplace et Lavoisier sont parvenus à la déterminer avec une grande précision au moyen de l'appareil que nous allons décrire.

540. La *fig.* 346 donne une idée de l'appareil qui fut employé : quatre dés en pierre de taille, solidement assis sur de fortes fondations, entourent un fourneau *RS* dans lequel se trouve un bain en cuivre *GH*; c'est dans ce bain que l'on dépose les barres *xy* dont on veut déterminer les dilatations; elles sont soutenues dans le bain par des tourillons *g*, supportés par des lames de verre *f*, fixées à des barres horizontales qui s'appuient sur les dés de pierre. La barre métallique dont on veut mesurer la dilatation s'appuie par une extrémité contre une règle de verre épais *FB*, parfaitement immobile, et l'autre extrémité est en contact avec une règle semblable *CA*, mobile autour de l'axe *CC*; à l'extrémité de cet axe est placé un bras de levier *CL*, qui s'appuie sur une lunette *OO'*, dans l'intérieur de laquelle se trouve un fil horizontal. A une distance de 100^m était fixée une *mire* verticale divisée en pouces et en lignes. On commençait par remplir l'auge de glace fondante, on y plaçait la barre, on l'appliquait contre les deux tiges de verre *FB* et *CA*, et on observait la divison de la mire qui se trouvait sur la direction du fil horizontal de la lunette; ensuite on remplissait l'auge d'eau bouillante, dont la température était déterminée par plusieurs thermomètres placés horizontalement à la hauteur occupée par la barre, et on observait de nouveau la position du fil de la lunette sur la mire. L'espace parcouru sur la mire par le fil était la dilatation apparente; pour en déduire la dilatation réelle, il fallait la diviser par un nombre constant, égal au rapport des distances du centre de rotation à la barre et à l'échelle, qu'on avait déterminé d'avance par des expériences directes: ce nombre, dans l'appareil de MM. de Laplace et Lavoisier, était 744. Cet appareil est très compliqué, et il exige des points fixes qui sont difficiles à obtenir; Ramsden les avait évités au moyen d'un appareil très ingénieux.

541. L'appareil de Ramsden se composait de deux barres mé-

talliques de même longueur, plongées horizontalement et parallèlement dans de la glace fondante, et terminées à leurs extrémités par des tiges verticales percées chacune à la même hauteur d'un orifice très petit. Entre ces deux barres se plaçait celle dont on voulait mesurer la dilatation ; elle était dirigée parallèlement aux deux premières et plongée dans un bain de glace fondante ou d'un liquide à différentes températures ; ses deux extrémités étaient garnies de tiges verticales percées, comme celles du double étalon, d'orifices très petits ; en outre, aux deux extrémités de l'auge se trouvaient deux vis micrométriques destinées à la faire mouvoir et à mesurer la grandeur de ce mouvement. Les trois barres étant plongées dans la glace fondante, on alignait les trois orifices des extrémités correspondantes des barres, et ensuite, au moyen des vis micrométriques, on déterminait la différence de longueur de la barre intermédiaire et des barres étalons. En répétant l'expérience lorsque la barre intermédiaire était plongée dans de l'eau à différentes températures, on trouvait facilement l'allongement que la barre avait éprouvé.

542. Lorsqu'on connaît la dilatation d'un métal ou d'un corps solide que l'on peut réduire en barre, on peut facilement obtenir celle des autres corps par une opération très simple : il suffit de réunir solidement par une de leurs extrémités (*fig.* 391) deux barres de deux substances dont la dilatation de l'une soit connue, et de mesurer sur celle-ci la variation de longueur de la première pour un accroissement de température donnée. Cette variation est égale à la différence des dilatations. Ainsi, quand on connaîtra la dilatation de l'une d'elle, on en déduira facilement celle de l'autre, la longueur primitive de celle-ci étant donnée. La manière la plus simple de faire cette observation consiste à prendre pour la plus longue barre celle dont la dilatation est connue; on la divise en centimètres sur toute sa longueur, et en millimètres dans le voisinage de l'extrémité de l'autre barre ; en appliquant à cette dernière un vernier on pourra facilement estimer sa longueur à moins de $\frac{1}{20}$ de millimètre. On mesurera ainsi cette longueur à 0° et 100° en plongeant le système des deux barres dans la glace fondante et dans l'eau bouillante : la différence sera la dilatation en millimètres dilatés de la barre inférieure; ainsi il faudra ajouter au nombre obtenu l'effet produit par la dilatation. Pour rendre les observations plus faciles, il faudrait fixer à l'extrémité libre de la plus

petite barre, et au point correspondant à cette extrémité sur la barre la plus grande, à la température de 0°, deux tiges verticales qui se recourberaient horizontalement; les deux parties horizontales s'appliqueraient l'une sur l'autre, et porteraient l'une une division en millimètres, et l'autre le vernier. L'observation, ayant lieu hors du bain, serait beaucoup plus commode et plus exacte.

En désignant par A la différence de dilatation des deux barres, estimée sur l'une d'elles, dont la dilatation est k pour chaque degré du thermomètre, la variation de dilatation, telle qu'on l'observerait sur une règle à une température constante, sera donnée par l'équation

$$A' = A\,(1 + kt);$$

et en désignant par L la longueur de la barre à 0°, son allongement pour 1° sera

$$Lk + \frac{A'}{100}.$$

On peut encore déterminer la dilatation des corps solides par d'autres moyens susceptibles d'une plus grande exactitude; mais comme ils sont fondés sur la connaissance de la dilatation absolue du mercure, nous n'en parlerons qu'après avoir étudié la dilatation des liquides.

Le tableau suivant renferme les principaux résultats qui ont été obtenus par divers physiciens.

TABLEAU.

Dilatation linéaire des corps solides pour 1° centésimal, de 0° à 100°.

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	FRACTIONS DÉCIMALES.	FRACTIONS ORDINAIRES.
D'après MM. Laplace et Lavoisier.		
Flint-glass anglais.	0,00081166	1/1248
Platine (selon Borda). . . .	0,00085655	1/1167
Verre de France avec plomb. .	0,00087199	1/1147
Tube de verre sans plomb. . .	0,00087572	1/1142
Idem.	0,00089694	1/1115
Idem.	0,00089760	1/1114
Idem.	0,00091750	1/1090
Verre de Saint-Gobain. . . .	0,00089089	1/1122
Acier non trempé.	0,00107880	1/927
Idem.	0,00107915	1/927
Idem.	0,00107960	1/926
Acier trempé jaune, recuit à 65°.	0,00123956	1/807
Fer doux forgé.	0,00122045	1/819
Fer rond passé à la filière. . .	0,00123504	1/812
Or de départ.	0,00146606	1/682
Or au titre de Paris, recuit. . .	0,00151361	1/661
Idem non recuit. . .	0,00155155	1/645
Cuivre.	0,00171220	1/584
Idem.	0,00171733	1/582
Idem.	0,00172240	1/581
Cuivre jaune en laiton. . . .	0,00186670	1/535
Idem.	0,00187821	1/533
Idem.	0,00188970	1/529
Argent au titre de Paris. . . .	0,00190868	1/524
Argent de coupelle.	0,00190974	1/524
Etain des Indes ou de Malaca. .	0,00193765	1/516
Etain de Falmouth.	0,00217298	1/462
Plomb.	0,00284836	1/351
D'après Smeaton.		
Verre blanc (tubes de baromètre).	0,00083333	1/1175
Régule martial d'antimoine. . .	0,00108333	1/923
Acier poli.	0,00115000	1/870
Acier trempé.	0,00122500	1/816
Fer	0,00125833	1/795
Bismuth.	0,00139167	1/719
Cuivre rouge battu.	0,00170000	1/588
Cuivre rouge 8 parties, étain 1.	0,00181667	1/550
Cuivre jaune fondu.	0,00187500	1/533
Cuivre jaune 16 parties, étain 1.	0,00190833	1/524
Fil de laiton	0,00193333	1/517
Métal de miroir de télescope .	0,00193333	1/517
Soudure, cuivre 2, zinc 1 partie.	0,00205833	1/486
Etain fin.	0,00228333	1/438
Etain en grains.	0,00248333	1/403
Soudure blanche, étain 1 part., plomb 2.	0,00250533	1/399
Zinc, 8 parties, étain 1, un peu forgé.	0,00269167	1/372

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	FRACTIONS DÉCIMALES.	FRACTIONS ORDINAIRES.
Plomb	0,00286667	1/349
Zinc.	0,00294167	1/340
Zinc allongé au marteau de 1/12.	0,00310833	1/322
D'après le major-général Roy.		
Verre en tube.	0,00077550	1/1289
Verre en verge solide.	0,00080833	1/1237
Fer fondu (prisme de). . . .	0,00111000	1/901
Acier (verge d').	0,00114450	1/874
Cuivre jaune de Hambourg. . .	0,00185550	1/539
Cuivre jaune anglais, en forme de verge.	0,00189296	1/528
Cuivre jaune anglais, en forme d'auge ou canal rectangulaire.	0,00189450	1/528
D'après M. Trougthon.		
Platine	0,00099180	1/1008
Acier.	0,00118990	1/840
Fer tiré à la filière.	0,00144010	1/694
Cuivre	0,00191880	1/521
Argent	0,00208260	1/480
D'après M. Wollaston.		
Palladium	0,00100000	1/1000
D'après MM. Dulong et Petit.		
Platine, de 0° à 100	0,00088420	1/1161
Idem, de 0° à 300	0,00091827	1/1089
Verre, de 0° à 100	0,00086133	1/1161
Idem, de 0° à 200	0,00094836	1/1032
Idem, de 0° à 300	0,00101084	1/937
Fer, de 0° à 100	0,00118210	1/846
Idem, de 0° à 300	0,00146842	1/681
Cuivre, de 0° à 100	0,00171820	1/582
Idem, de 0° à 300	0,00188324	1/531

343. Laplace et Lavoisier ont reconnu que les dilatations d'un même corps étaient uniformes de 0° à 100°, c'est-à-dire que, pour un même nombre de degrés compris dans ces limites, la longueur des barres augmentait d'une même fraction de leur longueur primitive.

Cependant MM. Petit et Dulong ont trouvé que, pour un même nombre de degrés, la dilatation croissait avec la température, comptée sur le thermomètre à air, à la vérité d'une manière inappréciable dans les limites de 0° à 100°, mais de 0° à 300° les accroisse-

ments sont très considérables, comme on peut le voir par le tableau précédent.

544. *Dilatation des surfaces et des volumes.* La table que nous venons de rapporter ne donne que la dilatation dans une seule dimension, mais on peut facilement en déduire l'augmentation de la surface et celle du volume : on trouve par le calcul que la dilatation de surface est sensiblement double de la dilatation linéaire, et la dilatation cubique sensiblement égale à trois fois la dilatation linéaire.

En effet, dans les corps homogènes non cristallisés, chaque molécule étant disposée de la même manière par rapport à celles qui l'environnent, la dilatation doit être la même dans tous les sens. Par conséquent, si on mène dans un corps solide des lignes disposées d'une manière quelconque, dans le corps dilaté elles conserveront entre elles les mêmes rapports de longueur : d'où il suit nécessairement qu'un corps, en se dilatant, conserve toujours une forme semblable à sa forme primitive. Cela posé, concevons un corps quelconque dont V soit le volume à 0° ; supposons que, soumis à la température $t°$, son volume devienne V' : le corps sous ces deux volumes aura des formes semblables ; et comme dans les corps semblables les volumes sont entre eux comme les cubes des dimensions homologues, en désignant par l et $l(1+\delta)$ deux dimensions correspondantes, on aura

$$\frac{V'}{V}=\frac{l^3(1+\delta)^3}{l^3}=(1+\delta)^3,\ \text{et}\ \frac{V'-V}{V}=(1+\delta)^3-1=3+3\delta^2+\delta^3.$$

Comme δ est une quantité très petite, on peut négliger les termes qui contiennent δ^2 et δ^3 : alors il vient

$$\frac{V'-V}{V}=3\delta.$$

Or le premier membre de cette dernière équation représente la dilatation cubique pour l'unité de volume et pour $t°$, et δ représente la dilatation linéaire pour l'unité de longueur et pour $t°$. Ainsi la dilatation cubique est égale à trois fois la dilatation linéaire. Par un calcul semblable on trouve que la dilatation de surface est égale à 2δ.

545. *Dilatation des corps creux.* Un corps creux, d'une substance homogène, augmente de volume par la dilatation de la même quantité que s'il était plein. En effet, considérons un corps solide homogène plein ; imaginons dans l'intérieur de ce corps une surface quelconque qui coupe ou ne coupe point celle qui le termine, et qui en soit à une distance quelconque. Le corps limité par cette dernière surface se dilatera dans le corps total de la même quantité que s'il était libre : par conséquent il devra en être de même de la matière renfermée entre la surface du corps total et de celle que nous avons imaginée dans son intérieur ; donc un vase creux se dilate de la même quantité que s'il était plein.

546. *Détermination de la longueur de la surface et du volume d'un corps à une*

température donnée, lorsqu'on connaît la longueur, la surface ou le volume à une autre température. Représentons par δ la dilatation linéaire pour 1°, c'est-à-dire la fraction dont l'unité de longueur augmente pour un accroissement de température de 1°; et supposons d'abord que la longueur, la surface ou le volume soient donnés à 0°. En représentant par L, S, V, et par L', S', V', la longueur, la surface et le volume à 0° et à t°, on aura évidemment, d'après ce qui précède,

$$L' = L(1 + \delta t),\ S' = S(1 + 2\delta t),\ V' = V(1 + 3\delta t).$$

Si L, S et V étaient donnés à la température t, et si L', S', V', correspondaient à la température t', on aurait

$$L' = L\,\frac{1 + \delta t'}{1 + \delta t};\ S' = S\,\frac{1 + 2\delta t'}{1 + 2\delta t};\ V' = V\frac{1 + 3\delta t'}{1 + 3\delta t}. \ldots (a)$$

En effet, si nous désignons par l la longueur du corps à 0°, on aura $L = l(1 + \delta t)$, $L' = l(1 + \delta t')$; et, en divisant la seconde équation par la première, on trouve la première relation; les autres s'obtiendraient de même.

En négligeant le carré de δ, les équations (a) deviennent

$$L' = L(1 + \delta[t' - t]),\ S' = S(1 + 2\delta[t' - t]),\ V' = V(1 + 3\delta(t' - t]).$$

Ces dernières équations peuvent s'obtenir en multipliant les deux termes des fractions des seconds membres des équations (a), la première par $1 - \delta t$, la seconde par $1 - 2\delta t$, et la troisième par $1 - 3\delta t$, et supprimant les termes qui renferment δ^2.

547. La dilatation des corps solides, quoique très petite en elle-même, produit sur des barres très longues des variations considérables, auxquelles, dans un grand nombre de cas, il est indispensable d'avoir égard; nous en citerons quelques exemples.

Les tuyaux de fonte destinés à la conduite des eaux éprouvent, par les vicissitudes de température des saisons, des variations de longueur considérables, et qui souvent sont telles, que, si on ne les avait pas prévues dans leur construction, elles les briseraient infailliblement, car la force avec laquelle les corps solides tendent à changer de volume par les changements de température est très considérable. Pour prévenir cet accident, les cylindres s'emboîtent à frottement, de manière qu'il y ait le jeu nécessaire pour que les variations de température n'aient d'autre effet que de faire entrer plus ou moins les tuyaux les uns dans les autres.

Dans les horloges à pendule, la tige qui suspend la lentille, étant soumise aux variations de température de l'atmosphère, change à chaque instant de longueur, et ces variations troublent la régularité des mouvements de l'horloge, qui retarde lorsque la température augmente, et avance lorsqu'elle diminue. Pour obvier à ces irrégularités, qui à la vérité sont fort peu importantes dans nos besoins journaliers, mais qui le sont beaucoup dans les observations astronomiques, il suffit de disposer l'appareil de manière que,

malgré les variations de température, le centre de gravité de la lentille reste à une distance constante de l'axe de rotation, attendu que, la lentille ayant toujours un très grand poids relativement à la tige de suspension, le centre d'oscillation est toujours très près du centre de gravité, et par conséquent qu'il doit éprouver peu de déplacement quand le centre de gravité reste à une hauteur constante. On emploie pour cela différents moyens dont nous allons décrire les principaux.

548. *Pendules compensateurs.* Le pendule compensateur le plus simple consiste (*fig.* 347) en une tige de verre MN, à l'extrémité de laquelle se trouve un cylindre de verre fermé et plein de mercure, qui sert de lentille. Lorsque la tige du pendule s'allonge par l'augmentation de température, le mercure se dilate et monte dans le cylindre; le premier effet abaisse le centre de gravité du pendule, le second l'élève, et comme le mercure se dilate plus que le verre, on peut toujours donner au cylindre de mercure une hauteur telle que ces deux effets se compensent exactement. Cette disposition a été proposée par Graham, célèbre horloger anglais.

Désignons par l la distance du point de suspension au milieu de l'axe du cylindre de mercure, par h la hauteur de ce cylindre, par δ la dilatation apparente du mercure dans le verre, par k la dilatation linéaire du verre : il est évident que le centre de gravité de la masse de mercure sera maintenu à une distance invariable du point de suspension, si on a

$$lk = \frac{h}{2}\delta.$$

549. En 1738, Julien Leroi proposa le système de compensateur représenté par la *fig.* 348. Le support horizontal fixe CC porte un tuyau de laiton AB, au sommet duquel est fixée l'extrémité d'une verge de fer AEG; cette tige est interrompue par un petit cadre formé de deux lames d'acier très flexibles, fixées à deux traverses plus solides; les deux lames passent à travers une fente très étroite du support CC, de sorte que la longueur réelle du pendule est la distance GE. On conçoit que l'on peut calculer la longueur du cylindre AB de manière que sa dilatation compense celle de la tige AG. Cette disposition, qui augmente inutilement le volume des horloges, a été abandonnée.

Soit F la longueur totale de la tringle de fer du point A au point G, L la longueur du cylindre de laiton, k la dilatation du fer, et k' celle du laiton. Pour que la compensation existe il faut qu'on ait $Fk = Lk'$;

d'où $L = \frac{kF}{k'}$; et comme $\frac{k}{k'} = \frac{3}{5}$, on a $L = \frac{3}{5} F$.

550. Les compensateurs les plus usités ont la forme indiquée par la *fig.* 349. La verge *FG* de la lentille est suspendue à un châssis en cuivre *feef*, qui repose par sa partie inférieure sur un autre châssis en fer *cddc*; ce dernier est fixé à la partie supérieure d'un autre châssis en cuivre *abba*, qui lui-même est posé sur la traverse inférieure d'un grand cadre en fer *ABCD*. Il résulte de là que tous les cadres en fer tendent à faire descendre la lentille, tandis que tous ceux qui sont en cuivre tendent à la remonter. Ainsi, en appelant *A* la dilatation des tiges *OE* et *FG*, *C* la somme des dilatations des tringles verticales de chaque châssis de cuivre, et *F* la même somme pour les châssis de fer, la descente de la lentille sera $A + F - C$. Comme le cuivre se dilate plus que le fer, on peut toujours déterminer les longueurs relatives des tiges de fer et de cuivre, de manière que la lentille reste à la même hauteur. On pourrait employer un plus petit nombre de châssis (*fig.* 350); mais alors il faudrait les construire avec des métaux dont la différence de dilatation fût plus grande que celle du fer et du cuivre.

Posons (*fig.* 350) $OE = f$, $FG = f'$, $cd = f''$, $ef = c$; soit L la distance OG; k le coefficient de dilatation du métal des tiges f, f', f''; k' celui du métal de la tige c. Nous aurons $L = f + f' + f'' - c$, et $(f + f' + f'') k - ck' = 0$. Or, en substituant pour $f + f' + f''$ sa valeur $L + c$, il vient $(L + c) k = ck'$; d'où $c = \frac{Lk}{k' - k}$.

Pour le cuivre et le fer, $k' = \frac{5k}{3}$, et par conséquent, $c = \frac{Lk}{5/3\, k - k} = \frac{3}{2} L$,

ce qui est impossible avec la disposition adoptée.

Pour le fer et le zinc, on a $k' = 3k$, et par conséquent $c = \frac{Lk}{3k - k} = \frac{L}{2}$.

Ainsi il suffira que la tringle ef soit égale à la moitié de la longueur totale du pendule.

En employant quatre châssis, on trouverait de même
$(f + f' + f'' + f''') k - (c + c') k' = 0$; d'où $(L + c + c') k - (c + c') k' = 0$, ou $c + c' = \frac{kL}{k' - k}$. Pour le fer et le cuivre, $c + c' = \frac{3}{2} L$.

551. Récemment, M. Henri Robert, horloger de Paris, a proposé un nouveau pendule compensateur qu'il est bon de connaître. Il est composé (*fig.* 351) d'une tige creuse en platine *AB*, passant à travers une lentille *MN* en zinc qu'il soutient par sa partie inférieure; la grande différence qui existe entre la dilatation de ces deux métaux suffit pour établir la compensation, sans que la lentille ait de trop grandes dimensions. Pour que la compensation exis-

te, il faut évidemment que la dilatation de la tige de platine soit égale à celle du rayon de la lentille et de son prolongement *D*. En 1812, Reid avait déjà exécuté un pendule compensateur analogue : il était formé d'une tige de fer ou de platine, et d'un tube de zinc enveloppant, fixé par sa partie inférieure à la partie inférieure de la tige ; la lentille reposait par son centre sur l'extrémité du tube.

L étant la longueur de la tige de platine, *R* le rayon de la lentille, *r* la hauteur de son prolongement et la dilatation du zinc étant à celle du platine comme 294 : 85, on a

$$\frac{L}{R+r}=\frac{294}{85},$$

552. On emploie aussi une autre espèce de compensateur (*fig.* 352) : il consiste en deux tringles, l'une de fer *AB*, l'autre de cuivre *CD*, superposées et fixées par un grand nombre de boulons à vis ; cet appareil est attaché d'une manière invariable à la tige du pendule. Lorsque la température baisse, le centre de gravité *G* du pendule remonte ; mais la barre de cuivre *CD* se contractant plus que la barre de fer *AB*, et cette dernière ne pouvant pas glisser sur la première, leur système se courbe vers le bas (*fig.* 353) ; et comme le centre de gravité du pendule est le centre de gravité de la masse totale de l'appareil, ce mouvement, qui fait descendre le centre de gravité des deux tringles, fait aussi descendre celui du pendule. Lorsque la température s'élève, les tringles se courbent en sens contraire (*fig.* 354), et le centre de gravité du pendule, qui était descendu par l'allongement de la tige, remonte par la courbure des tringles. On peut déterminer approximativement par le calcul les dimensions des tringles *AB* et *CD*, ainsi que leur position sur la tige, pour que la compensation soit exacte ; et on corrige ensuite les petites erreurs que l'on peut commettre, au moyen des deux boules à vis *m* et *n*, que l'on peut approcher ou éloigner à volonté des extrémités des tringles.

Dans toutes les dispositions que nous avons indiquées, les tiges de suspension ayant des poids très comparables à celui de la lentille, le centre d'oscillation ne dépend pas uniquement de la position du centre de gravité de la lentille, et il doit nécessairement changer de place, quoique le centre de gravité reste à une hauteur constante, car cette condition n'est remplie que par un changement de longueur ou de forme dans la suspension ; mais dans les pendules bien construits ces variations sont très faibles.

553. De tous les pendules compensateurs, celui qui est à la fois le

plus simple, le plus économique, consiste en une lame de sapin parallèle aux fibres, bien homogène, sans nœuds, séchée au four, et vernie avec de l'huile siccative chaude; les variations de longueur qu'elle éprouve dans les limites des températures de l'atmosphère sont tout à fait insensibles.

554. Dans les montres, le régulateur du mouvement est un balancier *AB* (*fig.* 355), mu par un ressort en spirale, qui, en se resserrant et se débandant tour à tour, force le balancier à tourner alternativement sur lui-même; mais, si la température vient à changer, les dimensions du balancier et du ressort varieront, et par suite la durée des oscillations. Pour détruire cet effet, on fixe au balancier des lames compensatrices *MN* et *M'N'*, construites avec des lames de cuivre et de fer; les extrémités portent de petites masses d'or que l'on peut rapprocher ou éloigner. Quand la température change, la courbure des lames compensatrices change aussi, et elles éloignent ou rapprochent les boules *M* et *M'* du centre de rotation: dans le premier cas, il faudra plus de force dans la spirale pour les faire tourner; dans le cas contraire, leur rotation exigera une force plus petite. On pourra donc disposer les lames de manière que les variations de ces forces soient en sens contraire de celles que la spirale éprouve par les changements de température.

555. *Force de dilatation ou de contraction des corps solides par l'action de la chaleur.* La force avec laquelle les corps tendent à augmenter de volume par l'accroissement de température est évidemment égale à l'effort qu'il faudrait faire pour les comprimer d'une quantité égale à la dilatation. Cette force est très considérable : car de très grandes pressions ne produisent sur les corps solides, et principalement sur les métaux, que des diminutions de volume extrêmement petites. La limite de cette force est évidemment égale à l'effort qu'il faudrait faire en sens contraire de l'extension pour écraser le corps ; cette force varie avec la forme du corps. La force avec laquelle les corps solides tendent à se contracter est également très considérable ; elle est évidemment égale à l'effort qu'il faudrait faire pour les allonger de tout le retrait qu'ils tendent à prendre. La limite de cette force est égale à l'effort qu'il faudrait faire pour briser le corps en le tirant dans le sens de la longueur ; cette force, dont nous avons donné la valeur pour les différents métaux (133), dépend seulement de la plus petite section du corps, perpendiculairement à la direction de la force. M. Molard, ancien directeur du Musée des Arts et Métiers, a fait de cette dernière force une très

heureuse application. Au Conservatoire des Arts et Métiers, deux murailles latérales d'une galerie s'étaient inclinées par le poids d'un plafond qu'elles soutenaient : pour les rapprocher, M. Molard imagina de les faire traverser par des barres de fer terminées en dehors par des vis recevant des écrous qui venaient s'appuyer sur de larges boucliers en fonte qui embrassaient une assez grande étendue de la surface extérieure des murailles. En serrant les écrous on pouvait retenir les murailles, empêcher un plus fort écartement; mais il était impossible de les faire revenir : alors on chauffa la moitié des barres par des lampes que l'on suspendait au dessous, de manière que les barres chaudes et froides alternassent. Les barres chaudes s'étant allongées, on put serrer de nouveau les écrous; on laissa ensuite refroidir les barres : le retrait qu'elles éprouvèrent ramena les murailles d'une partie de leur écart, et, en réitérant cette opération, on parvint à faire disparaître toute l'inclinaison primitive.

Dilatation des liquides.

Les liquides, de même que les corps solides, se dilatent et se contractent par l'élévation ou l'abaissement de leur température : c'est sur ce phénomène que sont fondés tous les thermomètres.

556. Pour étudier les lois de la dilatation des liquides, l'appareil le plus simple consiste (*fig.* 356) en un tube capillaire *AB*, terminé par une boule *C* d'un grand diamètre. Le tube, exactement calibré, doit être divisé en degrés dont la capacité, relativement à celle de la boule, soit connue. On remplit la boule du liquide dont on veut mesurer la dilatation, puis on porte l'instrument dans un bain dont on connaît la température : le liquide dilaté monte dans le tube, et le nombre de degrés dont il s'élève indique de quelle fraction de son volume primitif il s'est dilaté ; on obtient ainsi sa dilatation apparente.

Pour graduer l'instrument, on commence par s'assurer si le tube capillaire *AB* est exactement cylindrique ; pour cela on y introduit une colonne de mercure de quelques centimètres de longueur, et on la promène dans toute l'étendue du tube : il faut que dans toutes ces positions elle occupe exactement la même longueur. Lorsque cette condition est satisfaite, on divise le tube sur sa longueur en parties égales, qui ont alors évidemment la même capacité ; mais si la bulle de mercure n'occupe pas la même longueur dans toute l'étendue du tube, on peut être assuré que ce tube n'est pas parfaite-

ment cylindrique. Alors, pour le diviser en parties d'égale capacité, on emploie une méthode que nous expliquerons lorsque nous parlerons de la construction des thermomètres. Le tube *AB* étant divisé en degrés égaux, on parvient facilement, par la méthode suivante, à déterminer le rapport de leur capacité à celle de la boule. On pèse le tube vide, on remplit la boule de mercure ainsi qu'une certaine partie du tube; on le pèse de nouveau : la différence des poids donne évidemment celui du mercure. On ajoute alors une nouvelle quantité de mercure, de manière que le métal occupe un plus grand nombre de divisions du tube. On trouve comme précédemment le poids du métal, et, en retranchant de ce poids celui du métal que l'on avait mis d'abord, la différenee donne celui du mercure qui oceupe, dans la dernière opération, les nouveaux degrés du tube qui ont été remplis. En divisant ce poids par le nombre de ces degrés, on obtient le poids du mercure renfermé dans un degré, et, en retranchant du poids du mercure introduit d'abord eelui que eontiennent les degrés qu'il occupait dans le tube, on aura le poids du mercure que renferme la boule; et enfin le quotient du poids du mercure eontenu dans un degré par le poids du mercure que eontient la boule sera le rapport du volume d'un degré à eelui de la boule. Quant à la manière de remplir la boule et le tube, elle est la même que celle que l'on emploie pour construire les thermomètres, et qui sera décrite plus loin.

Cette manière d'opérer exige plusieurs précautions sans lesquelles les résultats que l'on obtiendrait seraient très inexacts. 1° Il faut, par une ébullition suffisamment prolongée, purger le liquide de tout l'air qu'il peut contenir : car l'air, ne se dégageant pas de suite du liquide et se dilatant plus que lui, produirait de grandes anomalies dans la dilatation apparente du liquide. 2° Il faut fermer le tube à la lampe, afin d'éviter la diminution du liquide par l'évaporation; et cette opération doit être exécutée quand le liquide, par l'aetion de la chaleur, remplit presque complétement le tube, pour éviter l'effet qui résulterait de la eompression de l'air dans l'intérieur du tube par l'élévation de la colonne liquide, si le tube avait été fermé à une basse température, compression qui augmenterait la capacité de la boule et dissimulerait une partie de la dilatation. Avec toutes ces précautions on obtient la dilatation apparente du liquide dans le verre; pour en déduire la dilation absolue, il faut y ajouter la dilatation de l'enveloppe.

En appelant V le nombre de degrés occupés par le liquide à 0°, V' le nombre de de-

grés occupés par le même liquide à t^o, δ la dilatation cubique du liquide pour t^o, et k la dilatation cubique du vase pour 1°, le volume du vase à t^o sera $V'(1+kt)$: ainsi on aura

$$V(1+\delta)=V'(1+kt); \quad \text{d'où } \delta=\frac{V'-V}{V}+\frac{V'kt}{V}.$$

On voit d'après cette formule que la dilatation absolue est sensiblement égale à la dilatation apparente, augmentée de la dilatation de la matière du vase : car le premier terme du second membre est précisément la dilatation apparente; et comme $V':V$ diffère très peu de l'unité, le second représente sensiblement la dilatation de la matière du vase. Ainsi on peut se borner à ajouter la dilatation du verre à la dilatation du liquide, mais la formule précédente est plus exacte.

On n'observe jamais que les dilatations correspondantes à un certain nombre de températures; mais on peut en déduire les dilatations apparentes ou vraies correspondantes à toutes les autres, par une construction géométrique très simple. Prenons deux axes rectangulaires AX et AY (*fig.* 356 *A*), divisons la ligne AX en un grand nombre de parties égales qui représenteront les degrés du thermomètre, et élevons sur chaque point de division des droites parallèles à AY, dont les longueurs représentent le volume apparent du liquide à la température correspondante : il est évident que, si nous joignons toutes les extrémités de ces lignes par une courbe, ses ordonnées donneront le volume apparent du liquide aux températures comprises entre celles des observations. Menons maintenant par le point A une ligne droite AZ, de manière que la distance mn d'un de ses points m à l'axe AX représente la dilatation du volume du vase AB à la température An : il est évident que les distances des points de la courbe BC à la droite AZ, comptées sur les perpendiculaires à AX, représenteront les volumes réels du liquide à des températures correspondantes aux distances de ces perpendiculaires au point A. La partie de cette construction qui a pour objet la correction relative à la dilatation de l'enveloppe n'est qu'approchée, attendu que l'on ajoute à la dilatation apparente la dilatation du volume du vase occupé par le liquide à 0°, tandis qu'il faudrait réellement ajouter la dilatation du volume du vase occupé par le liquide à la température de l'observation, et par conséquent la ligne AZ devrait être convexe vers AX; mais l'erreur qu'on commet ainsi est trop petite pour ne pas être négligée.

537. On pourrait encore mesurer la dilatation des liquides en déterminant le poids d'un même volume de liquide à différentes températures : car alors il serait facile d'en déduire le volume que devrait

avoir le liquide pour que son poids ne fût point changé. Le poids d'un même volume de liquide à différentes températures peut s'obtenir en employant un vase cylindrique terminé par un orifice capillaire (*fig.* 358).

Si on pèse un vase plein d'un même liquide successivement à 0° et à $t°$, en désignant par P et P' les poids du liquide, par V le volume du vase à 0°, par x le volume du liquide à 0° qui à $t°$ remplirait le vase, on aura la proportion

$$P : P' :: V : x;$$

car le poids de ce volume de liquide est P', et les volumes d'un même liquide à la même température sont proportionnels à leur poids. Ainsi, en appelant δ la dilatation cubique du liquide de 0° à $t°$, le volume du liquide à $t°$ sera $\frac{VP'}{P}(1+\delta)$, et le volume du vase sera $V(1+kt)$: on aura donc

$$\frac{VP'}{P}(1+\delta) = V(1+kt), \text{ d'où } \delta = \frac{P-P'}{P'} + \frac{Pkt}{P'}.$$

558. On pourrait aussi peser le vase plein du liquide à la plus basse température, le placer dans un bain à une température plus élevée, et recueillir le liquide qui s'échappe par l'orifice. Le volume de ce liquide est évidemment égal à la dilatation apparente, d'où l'on déduira facilement la dilatation absolue quand on connaîtra celle du vase.

En désignant par P le poids du liquide renfermé dans le tube à 0°, par p le poids du liquide écoulé à la température t, par k la dilatation de la substance du vase pour 1°, par δ celle du liquide pour $t°$, et par d la densité du liquide à 0°, on aura

$$\frac{P}{d}(1+\delta) = \frac{P}{d}(1+kt) + \frac{p}{d}(1+\delta); \text{ d'où } \delta = \frac{Pkt+p}{P-p}.$$

559. Pour déterminer la dilatation des liquides, on peut encore employer un autre principe, que Boyle indiqua le premier, et qui est beaucoup plus exact, attendu que les observations ne doivent éprouver aucune correction relative à l'enveloppe du liquide. Nous commencerons par en exposer le principe ; ensuite nous décrirons avec détail les dispositions particulières qui ont été employées par MM. Dulong et Petit, dans la détermination de la dilatation absolue du mercure.

Soit $ABCD$ (*fig.* 359) une tube deux fois recourbé et ouvert par ses deux extrémités. Nous avons vu qu'un même liquide devait s'y maintenir à des hauteurs parfaitement égales, et que, si les deux branches AB et CD renfermaient des liquides d'inégale densité, les hauteurs des liquides devaient être, dans l'état d'équilibre, en raison inverse de leur densité, et cela quels que soient les diamètres relatifs des deux branches verticales et les inégalités de cha-

cune d'elles, pourvu que les tubes à la hauteur des niveaux ne soient point capillaires. Ainsi, en renfermant dans le tube un même liquide, et en maintenant les deux branches à des températures différentes, des hauteurs des deux colonnes on déduira facilement la dilatation.

En désignant par h et h' les hauteurs des deux colonnes liquides, à partir du centre de la section horizontale du tube, et par d et d' les densités, on a

$$h : h' :: d' : d;$$

mais comme les volumes sont en raison inverse des densités, on a

$$v' : v :: d : d' :: h' : h, \text{ d'où } v' = v\ \frac{h'}{h}.$$

En appelant k le coefficient moyen de dilatation entre les températures t et t', on a

$$v' = v\ (1 + k\ [t' - t]), \text{ d'où } k = \frac{v' - v}{v\ (t' - t)} = \frac{h' - h}{h\ (t' - t)}.$$

Cela posé, voici l'appareil dont il est question. Le tube recourbé qui contient le mercure se compose de deux branches verticales AB et $A'B'$ (*fig.* 360), communiquant ensemble par un tube horizontal BB', exactement dressé, d'un même diamètre dans toute son étendue, et très capillaire ; chacune des deux branches verticales est formée par l'assemblage de deux tubes d'un calibre différent. En donnant au tube inférieur un petit diamètre on diminue beaucoup la masse totale du mercure, et en le terminant par un tube plus large on se garantit des erreurs que pourrait occasionner l'inégalité de l'effet capillaire provenant de la différence des diamètres et de celle des températures.

Le tube horizontal repose, dans toute sa longueur, sur une forte barre de fer MN, en forme de T; la face supérieure de la barre, dressée avec soin, porte deux niveaux à bulle d'air, placés à angles droits, au moyen desquels on vérifie l'horizontalité de la barre.

Près de chacun des tubes verticaux s'élève un montant de fer portant un anneau à clavette qui enveloppe le tube et le retient ainsi dans une position fixe ; l'extrémité R sert de repère.

Pour maintenir la colonne AB à la température de 0°, ce tube était environné d'un cylindre de ferblanc mastiqué sur la barre, et que l'on remplissait de glace pilée jusqu'à la hauteur du mercure dans le tube. On avait ménagé dans ce cylindre une fenêtre F, qu'on ouvrait pour dégager un peu de glace, afin d'apercevoir le sommet de la colonne de mercure au moment de l'observation. Pour élever la température de l'autre branche $A'B'$, on employait un cylindre de cuivre rouge, dont le fond pouvait s'enlever à volonté ; il était terminé dans le haut par un rebord sur lequel s'appliquait le cou-

vercle. Ce cylindre portait en outre, vers sa base, deux appendices opposés RR', SS', ayant tous deux la forme de demi-cylindres horizontaux, dans l'intérieur desquels passait la barre MN. Par cette disposition on lutait à une grande distance du feu. La boîte de cuivre fut établie dans un fourneau, et ensuite remplie d'huile fixe. Il fallait que cette boîte fût toujours pleine d'huile, et que la colonne de mercure se terminât très peu au dessus du couvercle. On remplissait la dernière condition en ajoutant ou en ôtant du mercure à l'aide d'une pipette, peu d'instants avant l'observation ; on satisfaisait à la première en remplissant le cylindre d'huile froide et faisant écouler, au moyen d'un tube latéral, l'huile qui se trouvait en excès par l'effet de la dilatation.

Pour mesurer la différence de niveau des deux colonnes de mercure, on s'est servi d'un instrument (*fig.* 361) composé d'une règle épaisse de cuivre AB, le long de laquelle glisse à frottement doux une pièce de cuivre $MNPRS$, portant à ses deux extrémités M et S deux collets dans lesquels tourne une lunette micrométrique OO', munie à son foyer d'un fil horizontal. A la lunette est suspendu un niveau à bulle d'air très sensible. Cette pièce de cuivre $MNPRS$ est susceptible de deux mouvements dans le sens de l'axe vertical : l'un très rapide, en desserrant la vis latérale C; l'autre très doux, produit par la vis de rappel D. Tout l'instrument tourne autour d'un axe vertical, qui repose sur un plan triangulaire de cuivre épais, muni d'une vis à chacun de ses sommets. Pour mesurer les hauteurs des deux colonnes de mercure on dirige le fil de la lunette sur le repère R; ensuite on l'amène dans le plan de chacune des colonnes, et on la descend ou on la monte de la quantité nécessaire pour faire coïncider le fil de la lunette avec le niveau du mercure; les variations de hauteurs se mesurent sur la tige verticale AB, à l'aide d'un vernier. On obtient ainsi la distance des niveaux du mercure au point de repère R. La distance du repère à la barre MN étant constante, puisque la tige qui le supporte reste toujours plongée dans la glace fondante, on la mesure une fois pour toutes à l'aide d'une règle divisée. Pour avoir les hauteurs totales, il fallait retrancher de la quantité obtenue ainsi le rayon du tube horizontal.

Pour obtenir la température du liquide qui environne le tube $A'B'$, il faut nécessairement employer un thermomètre dont le réservoir soit cylindrique et ait une hauteur égale à celle du liquide : le thermomètre indique alors la température moyenne des différentes

couches du liquide. Cette disposition a pourtant encore un inconvénient : c'est que, le mercure qui se trouve dans le tube du thermomètre n'étant pas plongé dans le liquide, il se trouve à une plus basse température que celui qui occupe le réservoir de l'instrument, et par conséquent le thermomètre indique une température inférieure à celle du liquide. On pourrait corriger cette erreur en environnant la tige d'un cylindre plein d'eau dont on connaîtrait la température t par un thermomètre qui y serait complétement plongé : car, si on désigne par n le nombre des divisions du thermomètre qui dépasse le liquide, par T la température qu'il indique, il est évident que la température que marquerait le thermomètre s'il était complétement plongé dans le liquide serait $T+n\,(T-t):6480$, le nombre 6480 étant la dilatation apparente du mercure dans le verre. Mais comme il est difficile d'obtenir bien exactement la température du mercure dans la partie du thermomètre qui n'est pas plongée dans le liquide, MM. Dulong et Petit ont employé une autre disposition : ils se sont servis d'un tube de verre d'un assez grand diamètre ab, qui était rempli de mercure à une température déterminée, et on recueillait le mercure qui s'échappait lorsque cet appareil était plongé dans l'huile. Le poids du liquide écoulé, comparé au poids du liquide primitivement contenu dans le tube, conduisait facilement à la détermination de la température du bain. En effet, en désignant par P le poids du mercure qui remplissait le tube à 0°, par p le poids du mercure écoulé à la température inconnue t, la dilatation est $p:P-p$; et ce rapport serait 1/6480 pour 1°; par conséquent le nombre de fois que $p:P-p$ renfermera 1/6480 sera la température cherchée; d'où l'on déduit facilement $t=6480\times p:P-p$.

La température se mesurait aussi par un thermomètre à air $D'E'$ (*fig*. 360 et 362), dont le réservoir se terminait par un tube très fin $E'G'H'$, recourbé horizontalement hors du fourneau; ce tube se réunissait en H' à un tube vertical un peu plus large et bien calibré, qui plongeait dans un bain de mercure. On laissait ouverte l'extrémité K' du tube pendant l'échauffement du bain, et on plongeait cette extrémité dans la cuvette pleine de mercure sec à l'instant où l'on voulait mesurer la température : par le refroidissement de l'huile, le mercure remontait peu à peu dans le tube, et en mesurant la hauteur de cette colonne après le refroidissement, ainsi que celle du baromètre au commencement et à la fin, l'on en déduisait l'élasticité de l'air qui restait

dans l'appareil, et ensuite, par un calcul très simple, que nous exposerons plus loin, la température du thermomètre à air.

On a trouvé ainsi les résultats suivants :

Température déduite de la dilatation de l'air.	Dilatations moyennes du mercure	Températures indiquées par la dilatation absolue du mercure supposée uniforme et égale à celle qui a lieu de 0 à 000°.
0	0	0
100	1/5550	100
200	1/5425	204,61
300	1/5300	314,15

Les températures du thermomètre à air ont été obtenues en admettant que l'air pour chaque degré se dilate de 1/267 ou de 0,00375 de son volume à 0°. Les températures qui seraient indiquées par la dilatation du mercure supposée uniforme ont été obtenues de la manière suivante : par exemple, à 300° la dilatation totale du mercure est $300 \times 1/5300$, et le nombre de degrés qui résulterait de la supposition que la dilatation est seulement 1/5550 serait évidemment $300 \times \frac{5550}{5300} = 314,15$.

360. La dilatation du mercure obtenue au moyen de l'appareil que nous venons de décrire étant indépendante de la dilatation des corps solides, on peut se servir de cette dilatation pour déterminer celle des corps solides. Si le corps solide était de nature à être mis sous la forme d'un vase, on le disposerait comme l'indique la *fig.* 358, on le remplirait de mercure à 0°, et, en recueillant la quantité de liquide qui s'écoulerait à la température à laquelle le vase aurait été soumis, son volume serait la dilatation cubique du liquide augmentée de celle du vase : par conséquent, en retranchant la première, qui est connue, on aurait la dilatation cubique du vase, dont le tiers serait la dilatation linéaire. Cette méthode est très avantageuse, parce que l'erreur de la dilatation cubique se trouve trois fois plus petite dans la dilatation linéaire qu'on en déduit. Elle présente cependant un inconvénient assez grave : il est difficile de s'assurer que les vases sont bien purgés d'air.

La dilatation apparente du mercure dans le vase étant représentée par δ, on aura évidemment

$$\delta t = \frac{p}{(P-p)}; \text{ d'où } \delta = \frac{p}{t\,(P-p)};$$

alors, en désignant par D la dilatation absolue du mercure, et par Δ celle de la substance du vase, on aura

$$\Delta = D - \delta.$$

Pour la dilatation apparente du mercure dans le verre, on a trouvé $\delta = \frac{1}{6480}$; par conséquent on a

$$\Delta = \frac{1}{5550} - \frac{1}{6480} = \frac{1}{38600}.$$

561. Lorsqu'un corps solide ne peut pas être façonné en vase, on peut déterminer sa dilatation par la méthode suivante. On place une barre de ce corps dans un tube de verre terminé supérieurement par un tube capillaire, et fermé inférieurement; on le remplit de mercure à 0°, on le fait chauffer à t° et on recueille le mercure qui s'écoule. Le volume de ce mercure représente la dilatation du mercure renfermé dans le tube, plus celle de la barre, moins celle du verre; alors, connaissant la première et la seconde, on obtiendra facilement celle de la barre.

Soient P le poids de la barre, d sa densité; P' le poids du mercure que renferme le tube, d' sa densité; Δ, δ et k la dilatation, pour 1°, de la barre, du mercure et du verre; et p le poids du mercure écoulé : on aura

$$\frac{p}{d'}(1 + \delta t) = \frac{P'}{d'}\delta t + \frac{P}{d}\Delta t - \left(\frac{P'}{d'} + \frac{P}{d}\right)kt.$$

562. On a reconnu par l'observation que la dilatation des liquides n'est pas uniforme, et que, dans les températures voisines de celles qui correspondent à leur changement d'état, à leur vaporisation ou à leur congélation, les dilatations ou les contractions des liquides éprouvent de grandes anomalies.

M. Biot a trouvé, en comparant un grand nombre d'observations faites par Deluc, que la dilatation apparente des liquides dans le verre pouvait être représentée par la formule $d = at + bt^2 + ct^3$, d étant la dilatation de 0° à t°, a, b, c, des coefficients qui sont constants pour un même liquide, et que l'on détermine pour chacun d'eux en faisant satisfaire l'équation à trois observations.

563. Pour faire voir combien la dilatation des liquides est loin d'être uniforme, nous rapporterons le tableau suivant, qui résulte des expériences de M. Gay-Lussac.

TABLEAU

De la contraction de plusieurs liquides de 5 en 5 degrés centigrades, en représentant par 1000 leur volume, à la température de leur ébullition. L'ébullition de l'eau est à 100°, *celle de l'alcool à* 78°,41, *celle du sulfure de carbone à* 46°,00, *et celle de l'éther à* 35°,66.

TEMPÉRATURES au dessous DU POINT D'ÉBULLITION.	EAU.	ALCOOL.	SULFURE DE CARBONE.	ETHER SULFURIQUE.
0°	0,00	0,00	0,00	0,00
5	3,34	5,55	6,14	8,15
10	6,61	11,43	12,01	16,17
15	10,50	17,51	17,98	24,16
20	13,15	24,34	23,80	31,83
25	16,06	29,15	29,65	39,14
30	18,85	34,74	35,06	46,42
35	21,52	40,28	40,48	52,06
40	24,10	45,68	45,77	58,77
45	26,50	50,85	51,08	65,48
50	28,56	56,02	56,28	72,01
55	30,60	61,01	61,14	78,38
60	32,42	65,96	66,21	»
65	34,02	70,74	»	»
70	35,47	75,48	»	»
75	36,76	80,11	»	

On voit par cette table : 1° que l'eau se dilate beaucoup moins que l'alcool et le sulfure de carbone, et ces deux liquides beaucoup moins que l'éther ; 2° que l'alcool et le sulfure de carbone se dilatent également, du moins les petites différences qui se manifestent dans les 15 premiers degrés peuvent provenir de la difficulté de maintenir la température constante à ces degrés élevés. M. Gay-Lussac, frappé de ce résultat inattendu, a cherché s'il n'était pas lié à la densité des vapeurs ; et il est parvenu à ce résultat remarquable, que le sulfure de carbone et l'alcool, qui se dilatent également, produisent, à volumes égaux, des volumes égaux de vapeurs.

564. Comme la connaissance de la dilatation des liquides est nécessaire dans un grand nombre de recherches physiques, nous

avons renfermé dans le tableau suivant la dilatation des liquides le plus fréquemment en usage, et nous avons placé à la suite le tableau de la densité de l'eau distillée à différentes températures.

TABLEAU

De la dilatation de plusieurs liquides, le volume initial étant 1.

NOMS DES SUBSTANCES.	DILATATION DE 0° à 100°.	
Dilatation apparente dans le verre.		
Eau.	1/22	0,0466
Acide hydro-chlorique (P. S. 1,137).	1/27	0,0600
Acide nitrique (P. S. 1,40).	1/9	0,1100
Acide sulfurique (P. S. 1,85).	1/17	0,0600
Ether sulfurique.	1/14	0,0700
Huile d'olive et de lin.	1/12	0,0800
Essence de térébenthine.	1/14	0,0700
Eau saturée de sel marin.	1/20	0,0500
Alcool.	1/9	0,1100
Mercure.	1/64	0,0156
Dilatation absolue pour 1°.		
Mercure de 0° à 100°.	1/5550	0,0180180
Mercure de 100° à 200°.	1/5425	0,0184331
Mercure de 200° à 300°.	1/5300	0,0188679

Densité et volume de l'eau de 0° à 30° centigrades, par Hallstrom.

TEMPÉRATURES.	EN PRENANT POUR UNITÉ LE VOLUME ET LA DENSITÉ DE L'EAU A 0°.		EN PRENANT POUR UNITÉ LA DENSITÉ ET LE VOLUME à 4°,1.	
	DENSITÉS.	VOLUMES.	DENSITÉS.	VOLUMES.
0°	1,0	1,0	0,9998918	1,0001082
1	1,0000466	0,9999536	0,9999382	1,0000617
2	1,0000799	0,9999202	0,9999717	1,0000281
3	1,0001004	0,9998996	0,9999920	1,0000078
4	1,00010817	0,9998918	0,9999995	1,0000002
4,1	1,00010824	0,99989177	1,0	1,0
5	1,0001032	0,9998968	0,9999950	1,0000050
6	1,0000856	0,9999144	0,9999772	1,0000226
7	1,0000355	0,9999445	0,9999472	1,0000527
8	1,0000129	9,9999872	0,9999044	1,0000954
9	0,9999579	1.0000421	0,9998497	1,0001501
10	0,9998906	1,0001004	0,9997825	1,0002200
11	0,9998112	1,0001888	0,9997030	1,0002970
12	0,9997196	1,0002804	0,9996117	1,0003888
13	0,9996160	1,0003841	0,9995080	1,0004924
14	0,9995005	1,0004997	0,9993922	1,0006081
15	0,9993731	1,0006273	0,9992647	1,0007357
16	0,9992340	1,0007666	0,9991260	1,0008747
17	0,9990832	1,0009176	0,9989752	1,0010259
18	0,9989207	1,0010805	0,9988125	1,0011888
19	0,9987468	1,0012548	0,9986387	1,0013631
20	0,9985615	1,0014406	0,9984534	1,0015490
21	0,9983648	1,0016379	0,9982570	1,0017560
22	0,9981569	1,0018465	0,9980489	1,0019549
23	0,9979379	1,0020664	0,9978300	1,0021746
24	0,9977077	1,0022976	0,9976000	1,0024058
25	0,9974666	1,0025398	0,9973587	1,0026483
26	0,9972146	1,0027932	0,9971070	1,0029016
27	0,9969518	1,0030575	0,9968439	1,0031662
28	0,9966783	1,0033328	0,9965704	1,0034414
29	0,9963941	1,0036189	0,9962864	1,0037274
30	0,9960993	1,0039160	0,9959917	1,0040245

Dilatation des gaz.

565. Pour reconnaître le fait de la dilatation des gaz et en déterminer la quantité, on peut se servir d'un appareil semblable à celui que nous avons décrit pour faire les expériences analogues sur les liquides. On prend un tube *AB* (*fig.* 356), divisé en parties d'égales capacités, et terminé par une boule *C*, dont on connaît le

volume par rapport à celui des degrés du tube; on remplit la boule et le tube de mercure qu'on y fait bouillir, afin de chasser toute l'humidité que le tube pouvait contenir; cette précaution est indispensable, parce que, l'eau se réduisant en vapeurs à toutes les températures, la force élastique de ces vapeurs s'ajouterait à celle du gaz qu'on renfermerait dans le tube, et occasionnerait de très grandes erreurs. Après une ébullition suffisamment prolongée du mercure dans le tube, on adapte à son extrémité (*fig.* 363) un cylindre de verre *MN*, contenant des fragments d'une substance très déliquescente, telle que du chlorure de calcium, et rempli du gaz dont on veut mesurer la dilatation. Alors, au moyen d'un fil de platine qui passe dans le tube *AB* à travers le cylindre *MN*, et en agitant convenablement l'appareil, on fait tomber dans ce cylindre le mercure renfermé dans la boule et le tube, et le gaz que contient ce cylindre, complétement desséché par le chlorure de calcium, s'introduit dans le tube et dans la boule. On opère de manière qu'il ne reste dans le tube *AB* qu'une très petite bulle de mercure, qui sert à séparer le gaz intérieur de l'air atmosphérique. On pourrait employer un fil de fer au lieu du fil de platine : car il suffit évidemment, pour que le mercure s'écoule, que le fil ne soit pas mouillé par le mercure; la lame d'air très mince dont il reste couvert permet à l'air de monter et au mercure de descendre; mais il ne faut pas se servir d'un fil de fer, parce que ce métal raye le verre et que les raies font casser le tube quand on le chauffe. Lorsque le tube ne renferme plus que du gaz sec et l'index de mercure, il ne s'agit plus alors que de porter l'appareil dans des bains à différentes températures, et d'observer la dilatation par les mouvements de la petite bulle de mercure. Pour cela, M. Gay-Lussac a employé une caisse de ferblanc *MNPQ* (*fig.* 364), remplie d'eau, dont on élève à volonté la température par un foyer inférieur. A la partie supérieure se trouvent trois tubulures : les deux extrêmes *E* et *F* sont destinées à laisser dégager la vapeur qui se forme dans la caisse; celle du milieu reçoit un thermomètre dont le réservoir plonge dans le bain. Enfin, deux faces latérales opposées sont garnies chacune d'une tubulure, au moyen de laquelle on introduit, dans une position horizontale, le tube renfermant le gaz que l'on veut soumettre à l'observation, et un thermomètre qui, étant plongé dans la même couche liquide que le tube contenant le gaz, indique à chaque instant la température à laquelle il est soumis. Les tubes entrent à frottement dans les bouchons troués, afin que l'on puisse les retirer

à volonté pour reconnaître la position de l'extrémité de la colonne de mercure dans le thermomètre et celle de l'index dans le tube renfermant le gaz. Pour déduire les dilatations réelles des gaz des dilatations apparentes observées au moyen de l'appareil que nous venons de décrire, il faut ajouter à cette dilatation apparente celle du verre ; on emploie pour cela la formule que nous avons donnée à l'occasion de la dilatation des corps liquides. Il faut aussi observer avec soin la pression barométrique : car, si elle variait dans les différentes expériences, il faudrait réduire le volume du gaz à ce qu'il aurait été si la pression eût été constante ; et pour cela on se servirait de la loi de Mariotte, savoir, que les volumes des gaz sont en raison inverse des forces comprimantes. La pression barométrique est la seule qui s'exerce sur le gaz renfermé dans la boule et dans le tube : car, le tube étant horizontal, l'index de mercure ne pèse que sur la paroi du tube ; mais, si le tube était vertical, il est évident qu'il faudrait ajouter la longueur de l'index à la hauteur barométrique ou l'en soustraire, suivant que l'ouverture du tube serait placée en haut ou en bas.

En désignant par v le volume du gaz à 0°, sous la pression h; par v' le volume à t°, sous la pression h'; le volume v', corrigé de la variation de pression et de la dilatation du verre, est évidemment

$$v'(1+kt)\frac{h'}{h}\text{; et la dilatation est } v'(1+kt)\frac{h'}{h}-v.$$

En divisant cette dilatation par v, on obtient celle qui correspond à l'unité de volume. M. Gay-Lussac a trouvé ainsi 3/8 pour la dilatation de 0° à 100°.

566. M. Gay-Lussac a reconnu, par le mode d'opération que nous venons de décrire, que tous les gaz se dilatent uniformément de 0° à 100°, c'est-à-dire d'une même quantité pour un même accroissement de température, et que, pour tous, la dilatation correspondante à 1° du thermomètre centigrade est de 0,00375 ou $\frac{1}{267}$ de leur volume à zéro ; de sorte que, si on représente par 1 le volume d'un gaz quelconque à zéro, à 100° le volume sera $1+100\times 0,00375$, ou 1,375 ; et si on représente le volume d'un gaz à 0° par 267, à des températures croissantes successivement de 1°, son volume sera 268, 269, etc. Ce même physicien, en opérant sur des gaz chargés de différentes vapeurs, a aussi reconnu que les vapeurs se dilatent comme les gaz.

Ainsi, en désignant par V le volume d'un gaz à 0°, par V' son volume à t°, on a

$$V'=V(1+t.0,00375)\text{, ou } V'=V\left(1+\frac{1}{267}t\right)=V\frac{1}{267}(267+t).$$

Si on connaissait le volume V' d'un gaz à t'°, son volume V'' à la température t''° s'obtiendrait facilement : car, V représentant le volume à 0°, on aurait

$$V' = V\,(1 + t'.0{,}00375),\ \text{et}\ V'' = V\,(1 + t''.0{,}00375);\ \text{d'où}$$

$$V'' = V'\,\frac{1 + t''.0{,}00375}{1 + t'.0{,}00375},\ \text{ou}\ V'' = V'\,\frac{267 + t''}{267 + t'};$$

et, en négligeant le carré de 0,00375 (546),

$$V'' = V'\,(1 + [t'' - t']\,0{,}00375),\ \text{ou}\ V'' = \frac{1}{267}\,V'\,(267 + t'' - t').$$

La loi de dilatation des gaz serait également vraie en partant d'une température quelconque t ; seulement le coefficient changerait. En effet, en désignant par V et V' les volumes d'une même masse de gaz aux températures t et t', on a

$$V' = V\,\frac{1 + at'}{1 + at}.$$

Et si on fait $t' = t + T$, il vient

$$V' = V\,\frac{1 + at + aT}{1 + at} = V\left(1 + \frac{aT}{1 + at}\right).$$

Comme t est constant, si nous posons $\frac{a}{1 + at} = A$, il viendra

$$V' = V\,(1 + AT).$$

Le nouveau coefficient de dilatation $a : (1 + at)$ diminue quand t augmente, et augmente quant t est négatif.

Dans toute autre échelle que celle du thermomètre centigrade, le coefficient de dilatation serait différent. Dans l'échelle du thermomètre de Réaumur, qui renferme seulement 80° dans les mêmes limites, il est évident que le coefficient de dilatation serait $\frac{1}{267} \times \frac{100}{80} = \frac{1}{213{,}6} = 0{,}00468$. Dans le thermomètre de Farenheit, généralement employé en Angleterre et en Allemagne, la température de la glace fondante correspond à 32°, et celle de l'ébullition de l'eau à 212°. Il faut évidemment estimer la dilatation en fonction du volume du gaz correspondant au zéro Farenheit, et multiplier ce nouveau coefficient par le rapport de la grandeur des degrés Farenheit aux degrés centigrades. Or, de la glace fondante à l'ébullition de l'eau, l'échelle Farenheit contient 212° — 32 = 180° : par conséquent les degrés de cette échelle ne sont que les 5/9 des degrés centigrades ; alors le zéro correspond à $-32 \times 5/9 = -17{,}7$, et le coefficient de dilatation rapporté à l'air à cette température est

$$a \times \frac{1}{1 - 17{,}7\,a} = 0{,}004;$$

et pour des degrés plus petits dans le rapport de 5 à 9, il sera 0,0022, ou 1/454.

Nous donnerons ici la solution de plusieurs problèmes qui dépendent de la loi de M. Gay-Lussac et de celle de Mariotte, et qui se rencontrent souvent.

Etant donné le volume V d'un gaz à la température t et à la pression p, trouver son volume V' à la température t' et à la pression p'. Les volumes étant en raison inverse des pressions à la même température, on aura évidemment

$$V' = V\,\frac{p}{p'} \cdot \frac{1 + at'}{1 + at}.$$

Etant donnée la densité d d'un gaz à la température t et sous la pression p, trouver sa

densité à la température t' et sous la pression p'. Les densités étant proportionnelles aux pressions et en raison inverse des volumes sous la même pression, on aura

$$d' = d\frac{p'}{p} \cdot \frac{1+at}{1+at'}.$$

567. Les lois de la dilatation des gaz furent découvertes presque en même temps par M. Gay-Lussac, et par Dalton, habile physicien de Manchester. Charles avait depuis long-temps constaté l'égalité de dilatation des gaz ; mais il n'avait point fait d'expériences sur les gaz solubles, et il n'avait point mesuré le coefficient de dilatation. Dalton avait trouvé 0,372 pour la dilatation absolue de 0° à 100°, et il prétendait que la dilatation pour chaque degré était 1/267 du volume du gaz à la température inférieure, par exemple, que de 20° à 21° la dilatation était 1/267 du volume du gaz à 20°, tandis que, d'après M. Gay-Lussac, la dilatation est 1/267 du volume à 0°. Ainsi, suivant Dalton, la dilatation formait une progression géométrique, et, suivant M. Gay-Lussac, une progression arithmétique. Les expériences faites depuis par MM. Petit et Dulong ont démontré l'exactitude de la loi de M. Gay-Lussac.

568. Humphry Davy a depuis reconnu que le coefficient de dilatation des gaz est le même pour toutes les pressions, c'est-à-dire que, si les gaz, au lieu d'être soumis pendant leur dilatation à la pression atmosphérique, étaient soumis à une pression beaucoup plus grande ou beaucoup plus petite, mais toujours la même pendant toute la dilatation, ils se dilateraient encore tous également, et de 0,00375 de leur volume à zéro pour chaque degré du thermomètre.

569. MM. Petit et Dulong, dans le mémoire sur la chaleur que nous avons déjà cité, ont constaté par de nouvelles observations que l'égalité de dilatation de tous les gaz, que M. Gay-Lussac avait reconnue dans les températures comprises entre 0° et 100°, existe pour l'air et l'hydrogène jusqu'à 36° au dessous de 0°, et s'étend au dessus à 360°, qui est la température de l'ébullition du mercure. Cette égalité constatée pour deux gaz aussi différents ne permet pas de douter qu'elle n'existe pour tous; mais l'uniformité de dilatation pour un même gaz, qui se vérifie depuis — 36° jusqu'à 100°, n'existe plus au delà de 100°. Les dilatations deviennent décroissantes pour de mêmes accroissements de température, comptés sur le thermomètre à mercure. La loi serait vraie pour toutes les températures, si on les mesurait sur le thermomètre à air; mais alors cette loi serait seulement la définition de la mesure de la température.

570. L'appareil dont se sont servis MM. Dulong et Petit pour vérifier les lois de la dilatation des gaz à de hautes températures se compose d'une cuve rectangulaire *ABCD* (*fig.* 365) en cuivre rouge, de 7 décimètres de longueur, d'un décimètre de largeur et d'un décimètre de profondeur. Cette cuve porte sur l'une de ses faces latérales deux douilles, dont l'une sert à introduire dans une position horizontale un thermomètre à mercure, et l'autre retient l'extrémité ouverte d'un tube *MM'* qu'on place horizontalement à la même hauteur que le thermomètre; ce tube, parfaitement desséché, contient de l'air également sec. La cuve repose sur un fourneau construit de manière qu'il puisse chauffer également de toutes parts; on la remplit d'une huile fixe qui peut, comme on sait, supporter une température de plus de 300° sans bouillir. Le tube qui renferme l'air se termine, du côté de la douille, par un tube court et d'un diamètre très petit, qui sort en partie de la cuve; la quantité d'air renfermée dans la portion extérieure de ce tube, et qui ne participe pas à l'échauffement du reste, est tout à fait négligeable. La cuve est fermée par un couvercle percé de plusieurs ouvertures: les unes sont traversées par des thermomètres qui servent à indiquer si les différentes parties de la masse liquide sont à la même température; les autres portent des tiges terminées par des agitateurs destinés à mêler les différentes couches du liquide, et à y établir l'uniformité de température.

On échauffait d'abord la cuve jusqu'à une température peu inférieure à celle que l'on voulait atteindre, et l'on fermait ensuite les ouvertures du fourneau. L'équilibre de chaleur tendant à s'établir dans toute la masse échauffée, la température de l'huile s'élevait encore de quelques degrés, et parvenait bientôt à son maximum, où elle restait quelque temps stationnaire, et par conséquent facile à mesurer avec précision. Elle était alors indiquée par le thermomètre horizontal, qu'on avait soin d'enfoncer dans l'huile jusqu'à ce que toute la masse de mercure y fût plongée; au même instant on fermait au chalumeau la pointe effilée du tube à air, et on notait la hauteur du baromètre; ensuite, on retirait ce tube et on le transportait dans une chambre séparée. On le plaçait verticalement dans un bain de mercure, et on en cassait la pointe, afin que le mercure pût y monter; on le laissait dans cette position jusqu'à ce qu'il fût complétement refroidi. Lorsque l'équilibre de température était établi, on mesurait, à l'aide d'une échelle verticale armée d'un vernier, la hauteur de la colonne de mercure sou-

levée dans le tube ; on observait en même temps la hauteur barométrique, et la différence faisait connaître la force élastique de l'air froid ; alors on retirait le tube de manière à ne point laisser échapper de mercure ; on le pesait d'abord dans cet état, et successivement vide et entièrement plein de mercure. On obtenait ainsi le volume de l'air chaud qui remplissait le tube, et celui du même poids d'air froid ; on ramenait ces volumes à la même pression, et, au moyen de la dilatation connue du verre, on en déduisait facilement la dilatation absolue du gaz soumis à l'expérience.

Désignons par H la hauteur du baromètre à l'instant où l'on a fermé le tube, par T la température indiquée par le thermomètre à mercure, par p le poids du mercure qui s'élève dans le tube refroidi, par h la pression à laquelle l'air est soumis, par P le poids du mercure qui remplit le tube à la température t, par d la densité du mercure à cette température, enfin par a le coefficient de la dilatation de l'air de 0° à T°, et par k celui du verre. Le volume V' de l'air renfermé dans le tube à T°, sous la pression H, est $P(1+k[T-t]) : d$; et le volume V du même poids d'air à t°, et sous la pression H, est $(P-p)h : Hd$. On a alors (566)

$$V'=V\left(\frac{1+aT}{1+t.0,00375}\right);$$

d'où l'on déduira la valeur de a.

571. Les mêmes physiciens ont employé une autre disposition, qu'il est bon de connaître, parce qu'étant fondée sur la loi de Mariotte, l'identité des résultats obtenus ainsi avec ceux qui résultent de l'emploi de la première méthode démontre que la loi de Mariotte est indépendante de la température. Le tube à air Aa se termine par un tube capillaire vertical ab (*fig.* 365) d'environ 50 centimètres, et l'opération se conduit comme précédemment ; mais quand la température du bain est arrivée à la limite, on porte sous l'extrémité verticale du tube une petite capsule pleine de mercure bien sec ; en laissant refroidir le tube en place, le mercure s'élève successivement dans le tube. Quand l'équilibre de température est établi, la force élastique de l'air froid est égale à la pression de l'atmosphère, diminuée de la hauteur de la colonne soulevée ; celle de l'air chaud était égale à la hauteur du baromètre à l'instant où la température était stationnaire : on peut alors, à l'aide de la loi de Mariotte, calculer le volume de l'air froid sous la même pression que l'air chaud, et par suite la dilatation de l'air.

En désignant par V le volume du tube Aa à t°, par H la pression barométrique, par h la hauteur à laquelle le mercure s'élève dans le tube refroidi, par T la température à laquelle l'orifice inférieur du tube a été fermé par le mercure, par t la température après le refroidissement, par Δ et δ la densité du gaz à ces deux températures et sous la

pression H, par v le volume du tube ab, par l sa longueur, et par k le coefficient de dilatation du verre, le poids du gaz à $T°$, sous la pression H, est

$$V(1+k[T-t])\Delta+v\delta;$$

à $t°$, sous la pression $H-h$, il est

$$\left(V+v\frac{l-h}{l}\right)\frac{H-h}{H}\delta:$$

or, comme ces poids sont égaux, et que $\frac{\Delta}{\delta}=\frac{1+at}{1+a'T}$, a et a' étant les coefficients de dilatation de l'air de 0° à 100°, et de 0° à $T°$, il vient

$$V(1+k[T-t])(1+at)+v(1+a'T)$$
$$=\left(V+v\frac{l-h}{l}\right)\frac{H-h}{H}(1+a'T)\ldots.(A).$$

Si on comptait les températures à partir de $t°$, et si on négligeait le volume v du tube, on aurait

$$1+kT=\frac{H-h}{H}(1+a'T).$$

En calculant ainsi la valeur de a', on trouve les mêmes résultats que par la méthode précédente : or, comme cette dernière est fondée sur la loi de Mariotte, il s'ensuit que cette loi est exacte pour les hautes températures auxquelles les expériences ont été faites.

572. *Mouvements de l'air occasionnés par la chaleur.* Nous avons vu que, quand on élève la température de l'air, il se dilate, et par conséquent que sous le même volume il devient moins pesant. On sait aussi que, toutes les fois qu'un corps est plongé dans un fluide liquide ou gazeux, il tend à descendre avec une force égale à son poids et à monter avec une force égale au poids du fluide déplacé : par conséquent, lorsque, par une cause quelconque, une partie de l'air se trouve échauffée, elle tend à s'élever avec une force égale à la différence entre le poids du volume d'air froid dont elle occupe la place et son propre poids. Si l'air chaud est libre, l'air environnant le refroidira continuellement ; la résistance qu'il éprouvera le divisera, et bientôt il sera refroidi et disséminé : c'est ce qui arrive à l'air qui sort des cheminées.

Examinons maintenant ce qui se passera dans un canal renfermant de l'air chaud. Soit AB (*fig.* 366) un canal cylindrique vertical, ouvert par les deux bouts, et supposons que l'air extérieur, en s'introduisant par la partie inférieure, y prenne une température constante que nous supposerons de 100°, la température extérieure étant à 0° : cette condition pourrait être facilement remplie en plaçant à la partie inférieure une plaque de fonte échauffée en dessous, et au dessus de la plaque un orifice latéral qui donnerait accès à l'air extérieur. Il est évident que, quand le canal AB sera rempli d'air chaud, la force avec laquelle il tendra à s'élever sera égale à la différence des poids de deux colonnes d'air ayant pour

hauteur *AB*, dont l'une serait à la température de 0°, et l'autre à 100°. Ainsi la pression sera la même que celle qui se manifesterait dans un siphon renversé (*fig.* 367), dont les deux branches, d'une hauteur égale à *BA*, seraient remplies, l'une d'un liquide ayant une densité égale à celle de l'air à 0°, et l'autre d'un liquide dont la densité serait celle de l'air à 100°. La pression serait encore la même que celle qui aurait lieu dans le siphon *fig.* 368, dont la branche *CD* est plus longue que la branche *AB* de toute la dilatation de l'air de 0° à 100°, et dont les deux branches seraient remplies par un même liquide dont la densité serait celle de l'air à 100°. Mais dans ce dernier cas la pression est évidemment égale au poids de la colonne *CD'* : donc une colonne d'air chaud renfermée dans un canal vertical tend à s'élever avec une force égale au poids d'une colonne d'air chaud à la même température, dont la longueur est égale à la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air froid de même longueur en passant de la température de l'air ambiant à celle du canal. D'après cela, si on considère l'écoulement de l'air comme s'effectuant de la même manière que celui d'un liquide de même densité soumis à la même pression, il résulte de ce qui précède que la vitesse ascensionnelle sera égale à l'espace qu'un corps parcourrait en tombant d'une hauteur égale à la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air froid de même longueur que le canal en passant de la température extérieure à la température intérieure. Par exemple, l'air extérieur étant à 0°, l'air intérieur à 100°, et le canal ayant 50 mètres de hauteur, la dilatation qu'éprouverait une colonne d'air de 50^m en passant de 0° à 100° serait $50^m \times 100 \times 0{,}00375 = 18^m{,}75$; or, un corps qui tomberait de cette hauteur acquerrait, à la fin de sa chute, une vitesse de $19^m{,}18$ par seconde : ce serait par conséquent la vitesse avec laquelle l'air chaud s'échapperait du canal. Mais nous devons observer que la vitesse ainsi calculée est beaucoup plus grande que celle qui résulte de l'observation, à cause du frottement contre les parois du tuyau. On peut conclure de ce qui précède que le tirage d'une cheminée est d'autant plus grand qu'elle est plus élevée et que l'air y est à une plus haute température.

En désignant par h la hauteur du canal, par t la température de l'air extérieur, par t' celle de l'air intérieur, et par m le coefficient de dilatation des gaz, la hauteur génératrice de la vitesse sera $hm(t'-t)$, et on aura $v = \sqrt{2ghm(t'-t)}$.

Si le tuyau de cheminée avait la forme d'un siphon renversé *ABCD* (*fig.* 369), le foyer étant en *A* et l'ouverture de la cheminée

en *D*, la fumée ne pourrait pas d'elle-même descendre dans le tuyau *AB;* mais on parviendrait facilement à lui faire prendre cette direction en plaçant au bas du tuyau *CD* un petit foyer momentané, qui remplirait ce tuyau d'air chaud. Alors, une fois le mouvement imprimé, il continuerait de lui-même sans l'intervention du foyer d'appel : car la cheminée d'ascension *CD* étant plus longue que le tuyau de descente *AB*, la colonne *CD* monterait et forcerait celle de *AB* à descendre; seulement, dans ce cas, la force ascensionnelle du courant serait égale à la différence de celle des deux tuyaux *AB* et *CD*. Si la fumée conservait la même température dans tous les points du tuyau *ABCD*, la force ascensionnelle serait égale à celle d'une colonne d'air chaud ayant pour hauteur la différence de hauteur des deux colonnes *AB* et *CD*. Si la partie inférieure *BC* du canal était très longue, et si la fumée s'y refroidissait complétement, on ne pourrait déterminer le mouvement dans le sens *CD* qu'au moyen d'un appel permanent. Mais si dans le canal *BC* la fumée perdait seulement une portion de sa chaleur, de manière qu'il lui restât toujours un excès de température sur celle de l'air environnant, il existerait toujours une certaine hauteur de cheminée *CD*, pour laquelle le tirage aurait encore lieu. Si le tuyau avait la forme indiquée par la *fig.* 370, le foyer étant en *A*, comme l'air chaud se refroidit rapidement, si *CD* diffère peu de *AB*, l'air chaud arrivera aux points *D* et *E*, et une fois qu'il aura rempli le tuyau *EF*, la vitesse d'écoulement pourra devenir très grande. C'est la disposition du canal à fumée dans les poêles des cafés ; la partie *DE* est au dessous du sol. Si le canal avait la forme *fig.* 371, le foyer étant en *A*, l'écoulement de l'air chaud aurait lieu au point *D* en vertu de la différence de la force ascensionnelle de l'air dans les deux colonnes : par conséquent l'écoulement aurait lieu avec une vitesse d'autant plus grande que le refroidissement serait plus faible dans le tuyau *AB*, et plus grand dans le tuyau *CD*.

573. *Corrections à faire subir aux densités des corps solides et liquides obtenues par les méthodes indiquées* (104.... 110, 160.... 163). Ces corrections résultent, comme nous l'avons dit, de ce que les pesées se font dans l'air, et de ce que le corps et l'eau sont à une même température t, tandis que le corps devrait être à 0°, et l'eau à 4°.

La correction due à la présence de l'air peut être faite dans tous les cas en ajoutant au poids du corps et à celui qui représente le poids d'un même volume d'eau le poids d'un égal volume d'air, en prenant pour volume du corps le chiffre qui représente le poids de l'eau. En effet, il est facile de voir que, dans toutes les expériences, sans aucune exception, les deux poids dont le rapport donne la densité sont trop petits

du poids d'un égal volume d'air ; et il est évident que, la correction dont il s'agit étant très petite, une petite erreur sur l'estimation du volume est tout à fait sans influence : on peut donc prendre pour le volume du corps le chiffre qui exprime le poids de l'eau ; mais comme les formules qui donnent exactement la perte de poids due à la présence de l'air sont très simples, il vaudra mieux les employer. Dans tous les cas, la densité δ de l'air, dans les circonstances de l'expérience, sera donnée par la formule

$$\delta = \frac{1}{770} \cdot \frac{h}{0^{\mathrm{m}},76} \cdot \frac{1}{1+at},$$

h représentant la hauteur du baromètre, et a le coefficient de dilatation de l'air.

Quant à la correction relative à la température, il faut distinguer deux cas : celui où l'on veut obtenir la densité du corps à la température de l'observation, et celui où l'on veut obtenir la densité absolue du corps.

Dans le premier cas, soit D la densité corrigée de l'erreur due à la présence de l'air, d la densité de l'eau à la température t de l'observation, et D' la densité relative à l'eau à 4°, on aura évidemment $D : D' :: 1 : d$; d'où $D' = Dd$.

Dans le second cas, en désignant par k le coefficient de la dilatation du corps, il est évident que sa densité à 0° sera plus grande que sa densité à t° dans le rapport de $1+kt$ à 1, et par conséquent sa densité à 0° sera $Dd\,(1+kt)$. S'il s'agissait d'un liquide, comme k n'est pas constant, il faudrait remplacer kt par la dilatation du liquide de 0 à t°.

Il est important de remarquer que, dans toutes les formules qui donnent la densité des corps solides, même avec la correction due à l'air, la perte de poids des poids échantillonnés par leur immersion dans l'air est sans aucune influence, pourvu que les deux pesées soient faites dans les mêmes circonstances : car tous les termes du numérateur et du dénominateur de l'expression de la densité renferment, comme facteur, un seul poids ; et comme chaque poids éprouve une perte proportionnelle à sa valeur, quand ils sont tous du même métal, il s'ensuit que tous les termes, pour être ramenés à leur valeur exacte, devraient être multipliés par le même nombre fractionnaire, qui disparaîtrait comme facteur commun.

574. *Détermination du volume d'un vase.* Soient P et p les poids du vase plein d'eau et plein d'air à la température t et sous la pression h, δ la densité de l'air, et d celle de l'eau dans les mêmes circonstances : le poids réel de l'eau renfermée dans le vase, tel qu'il aurait été si l'eau avait été à 4°, c'est-à-dire son volume, l'unité étant le volume d'eau correspondant à l'unité de poids, sera évidemment

$$\text{à } t^{\circ},\ (P-p)\,(1-\delta)\,\frac{1}{d}\,;\ \text{à } 0^{\circ},\ (P-p)\,(1-\delta)\,\frac{1}{d}\cdot\frac{1}{1+kt}\,;\ \text{et à } t'^{\circ},\ (P-p)\,(1-\delta)\,\frac{1}{d}\cdot\frac{1+kt'}{1+kt}.$$

575. *Corrections relatives à la détermination de la densité des gaz.* Dans la détermination de la densité des gaz, nous avons supposé que la température et la pression n'éprouvaient aucunes variations pendant les opérations, ce qui ne peut pas se réaliser. Nous allons donc admettre que ces circonstances sont variables, et déterminer l'influence de ces variations. On peut d'abord négliger les variations de volume du vase, non seulement dans les deux pesées consécutives du ballon vide, et plein de gaz ou d'air, mais dans toutes les quatre, parce que la dilatation du verre est extrêmement petite relativement à celle des gaz. On peut aussi, dans chaque double pesée, négliger la différence de perte de poids du ballon dans l'air, parce que, si ces opérations se font promptement, il ne pourra y avoir dans l'air que des variations insensibles de pressions, de température et d'état hygrométrique. Les corrections, ainsi réduites, ne reposent alors

que sur la pression et la température de chaque double pesée, et sur la force élastique de l'air ou du gaz qui reste dans le ballon après qu'on y a fait le vide. Si on voulait avoir égard à toutes les corrections que nous avons regardées comme négligeables, en opérant convenablement, on serait conduit à des calculs qui ne présenteraient aucune difficulté, mais qui seraient très longs et tout à fait sans utilité.

576. Occupons-nous d'abord du cas où les gaz n'attaquent point les garnitures métalliques du ballon.

Soient h la pression du gaz qui reste dans le ballon quand on y a fait le vide autant que peuvent le permettre les machines qu'on emploie ordinairement pour cet objet, H la pression barométrique au moment où l'on pèse le ballon, P le poids du ballon plein de gaz, p le poids du ballon vide, P' le poids du ballon plein d'air, p' le poids du ballon vide, H' la pression atmosphérique, h' la force élastique de l'air qui reste dans le ballon, t la température à laquelle les deux premières pesées ont été faites, et t' celle qui correspond aux deux dernières.

$P - p$ et $P' - p'$ représentent les poids de volumes égaux de gaz et d'air : car, si chacune des deux pesées a été faite assez promptement, on peut considérer les pertes dues à l'air déplacé comme étant égales.

En désignant par X et Y les poids de ces volumes égaux de gaz et d'air à 0°, et sous la pression de $0^m,76$, on aura

$$X = (P - p)\frac{0^m,76}{H - h}(1 + t.0,00375),$$

$$Y = (P' - p')\frac{0^m,76}{H' - h'}(1 + t'.0,00375);$$

$$\text{d'où } \frac{X}{Y} = \frac{P - p}{P' - p'} \cdot \frac{H' - h'}{H - h} \cdot \frac{1 + t.0,00375}{1 + t'.0,00375}.$$

577. Quant à la densité des gaz qui attaquent les métaux, tout se réduit, comme nous l'avons vu, à connaître le volume du vase et le poids de l'unité de volume d'air sec dans les circonstances de l'observation. Le volume du vase s'obtiendra par la méthode indiquée (574), et le poids de l'unité de volume d'air sec de la manière suivante : Soient P le poids d'un ballon plein d'air sec à la température t et à la pression H, p son poids lorsqu'on y a fait le vide jusqu'à la pression h : le poids de l'air renfermé dans le ballon sera $P - p$, et, en désignant par v le volume du ballon à la température t, le poids de l'unité de volume sous la pression de $0^m,76$ et à la température de 0° sera

$$(P - p)\frac{0^m,76}{H - h} \cdot (1 + at) \cdot \frac{1}{v}.$$

On a trouvé ainsi qu'un litre d'air sec à 0°, et sous la pression de $0^m,76$, pèse $1^g,29$; sa densité, par rapport à l'eau, est alors

$$\frac{1,3}{1000}, \text{ ou } \frac{1}{770}, \text{ ou } 0,0013.$$

578. *Détermination du poids d'un corps dans le vide.* Supposons d'abord que les poids aient été échantillonnés de manière à peser dans le vide le poids qu'ils indiquent. Soient P le poids d'un corps à la température t et sous la pression h; D, D' et δ les densités du corps, de la matière des poids et de l'air : les volumes du corps et des poids seront $\frac{P}{D}$ et $\frac{P}{D'}$. Supposons encore que les poids marqués ne perdent rien par leur immersion dans l'air : le poids du corps dans le vide sera $P\left(1 + \frac{\delta}{D}\right)$. Mais les poids sont

trop faibles dans le rapport de 1 à $1 + \frac{\delta}{D'}$: par conséquent le poids du corps dans le vide sera $P\,(1 + \frac{\delta}{D}) : \left(1 + \frac{\delta}{D'}\right)$.

Supposons, par exemple, que l'on veuille faire un kilogramme en cuivre jaune, en le comparant au kilogramme étalon en platine déposé aux archives, et qui pèse exactement un kilogramme dans le vide; et supposons que la température soit de 15° et la hauteur du baromètre 0m,76 : on a, dans ce cas, $D' = 19.3$, $D = 7{,}5$ et $\delta = 1/854$. Ainsi le poids de la masse de cuivre dans le vide sera 1,000089 kil., ou 1000,089 gr.: elle excédera donc le kilogramme de 89 milligrammes, ce qui est beaucoup trop grand pour pouvoir être négligé quand il s'agit de faire un poids étalon. Le poids en cuivre devrait évidemment peser dans l'air 1 kil. — 89 millig. pour peser un kilogramme dans le vide, et pour se comporter dans toutes les circonstances, en faisant la réduction au vide, comme s'il était en platine, et s'il avait le même poids que l'étalon des archives.

Si on voulait déterminer le poids dans le vide d'un corps avec des poids étalons en cuivre qui ont été échantillonnés à une certaine pression et à une certaine température avec l'étalon légal, mais non corrigé de l'erreur provenant de l'air, en désignant par δ et δ' les densités de l'air dans la première et dans la dernière circonstance, il est évident que d'abord les poids représentaient leur valeur nominale multipliée par

$$(1 + \frac{\delta}{D}) : \left(1 + \frac{\delta}{D'}\right),$$

et que ces poids ont changé ensuite dans le rapport de $1 + \frac{\delta}{D'}$ à $1 + \frac{\delta'}{D'}$; par conséquent leur valeur réelle est égale à leur valeur nominale multipliée par

$$(1 + \frac{\delta}{D}) : (1 + \frac{\delta'}{D'}).$$

Ainsi, en désignant par D'' la densité du corps, son poids dans le vide sera

$$P\,(1 + \frac{\delta'}{D''})\,(1 + \frac{\delta}{D}) : (1 + \frac{\delta'}{D'}).$$

§ V. *Des vapeurs.*

579. La plupart des liquides abandonnés à l'air atmosphérique ou dans tout autre gaz, à une température quelconque, et ceux qui sont placés dans un espace vide, se dissipent dans un temps plus ou moins long. Les corps gazeux dans lesquels les liquides se transforment dans ces circonstances portent le nom de *vapeurs*. Cette propriété de se transformer en vapeur n'appartient point cependant à tous les liquides; il en est qui n'émettent point de vapeurs: telles sont, par exemple, les huiles grasses. D'autres semblent ne donner naissance à des vapeurs qu'au dessus d'une certaine température : tels sont, par exemple, le mercure et l'acide sulfurique.

M. Faraday a constaté l'évaporation du mercure à la température ordinaire par l'expérience suivante : Il a placé du mercure au fond d'un flacon de verre qu'il a fermé avec un bouchon sur la face inférieure duquel se trouvait une feuille d'or battu. Le flacon fut

transporté dans un lieu froid et obscur : après six semaines la feuille d'or était blanchie. L'expérience fut répétée plusieurs fois avec le même succès. Dans cette expérience la température avait varié de $+15^\circ$ à $+26^\circ,7$. L'expérience répétée en hiver, la feuille d'or resta intacte, quelque peu éloignée qu'elle se trouvât de la surface du mercure. Des expériences faites par Davy sur l'électricité du vide semblent indiquer que le mercure n'émet plus de vapeurs au dessous de $-7^\circ,3$. M. Bellani ayant suspendu une feuille de zinc brillante dans un flacon renfermant de l'acide sulfurique, après deux ans le métal n'avait point perdu de son éclat. M. Faraday pense que pour tous les corps il existe des limites de température au dessous desquelles l'évaporation n'a plus lieu.

Pour étudier les propriétés des vapeurs, nous les considérerons successivement dans le vide, et mêlées avec les gaz.

Vapeurs dans le vide.

580. *Phénomènes généraux.* Dalton, à qui nous devons presque tout ce que nous allons dire sur la théorie des vapeurs, a employé l'appareil suivant pour observer leur formation et leurs propriétés dans le vide. *AB* et *CD* (*fig.* 372) sont deux tubes de baromètre reposant dans une large cuvette *MN* ; on introduit dans le tube barométrique *AB*, et par sa partie inférieure, une petite quantité de liquide qui, par sa légèreté spécifique, s'élève à travers le mercure et atteint rapidement la chambre barométrique *mn*. On reconnaît alors, en comparant la hauteur du mercure dans les deux tubes, 1° qu'à l'instant où le liquide arrive au niveau du mercure, le mercure descend d'une quantité constante pour le même liquide et la même température, quelles que soient d'ailleurs l'étendue de la chambre barométrique *mn* et la quantité de liquide introduit, pourvu qu'il soit en excès; 2° qu'en enfonçant le tube dans la cuvette (*fig.* 373), ce qui tend à augmenter la pression supportée par la vapeur, une partie de celle-ci se condense, et l'abaissement du baromètre reste constant; 3° que, si on relève le baromètre pour essayer de diminuer la pression que supporte la vapeur, le liquide excédant fournit de nouvelles vapeurs, et la dépression du mercure reste encore la même; 4° que, si on n'avait pas introduit un excès de liquide dans la chambre, à mesure que l'on augmenterait sa capacité en soulevant le tube, la vapeur se dilaterait, et sa force élastique, mesurée par l'abaissement du mercure, serait en raison inverse de son volume ou proportionnelle à sa densité.

581. Il résulte de ces observations qu'un liquide mis en contact avec un espace vide émet instantanément toute la vapeur qui peut se former ; que cette quantité est proportionnelle à l'étendue de l'espace vide ; que sa force élastique est indépendante de l'étendue de cet espace ; que la vapeur sur un excès de liquide n'augmente ni de densité ni de force élastique par la pression ; et qu'enfin, lorsqu'on augmente l'espace dans lequel elle se forme, s'il y a un excès de liquide, il fournit de nouvelles vapeurs pour saturer l'augmentation d'espace, et que, s'il n'existe plus de liquide, la vapeur se dilate comme un gaz.

582. Pour observer la force élastique des vapeurs à différentes températures, Dalton se servait encore du même appareil, mais il enveloppait le baromètre dans lequel se formait la vapeur, et celui qui servait à déterminer la pression atmosphérique, d'un cylindre de verre (*fig.* 374) reposant dans le bain de mercure ; ce cylindre était destiné à recevoir de l'eau à différentes températures. Dalton a reconnu, au moyen de cet appareil, que, si dans la chambre barométrique il n'existait que de la vapeur sans liquide excédant, la vapeur se dilatait comme un gaz permanent ; mais que, s'il se trouvait une quantité suffisante de liquide, il se formait de nouvelles vapeurs à mesure que la température s'élevait, et que la force élastique de ces vapeurs croissait bien plus rapidement que celle des gaz permanents dans les mêmes circonstances. Par exemple, de 0° à 100° la force élastique des gaz augmente dans le rapport de 1 à 1,375, tandis que la force élastique de la vapeur d'eau sur un excès de liquide croît dans le rapport de 1 à 150.

583. Ainsi il faut bien distinguer les vapeurs qui sont en contact avec un excès du liquide qui les a formées, de celles qui en sont séparées. Les premières ne peuvent ni augmenter ni diminuer de force élastique par la diminution ou l'augmentation de l'espace qu'elles occupent, et par les changements de température leur tension varie beaucoup plus rapidement que celle des gaz dans les mêmes circonstances. Dans les dernières, au contraire, la tension varie avec l'étendue de l'espace qu'elles occupent, et avec la température, comme les gaz permanents, pourvu toutefois qu'elles n'atteignent point la densité qu'elles auraient dans les mêmes circonstances sur un excès de liquide : car alors elles se comporteraient par un plus grand abaissement de température, ou une plus grande diminution de l'espace qu'elles occupent, comme si elles étaient en présence d'un excès de liquide. Les vapeurs qui sont en contact

avec un excès de liquide sont souvent désignées sous le nom de vapeurs au maximum de tension ; on dit aussi que l'espace qu'elles occupent est saturé.

584. *Tension des vapeurs à des températures inférieures à 100°.* On pourrait employer l'appareil de Dalton; mais on obtiendrait plus d'exactitude avec le suivant, fondé sur ce principe, que l'ébullition d'un liquide a lieu quand la tension des vapeurs qu'il émet est égale à la force élastique de l'atmosphère qui agit sur lui. L'appareil est représenté *fig.* 375. *A* est une cornue renfermant le liquide soumis à l'expérience et un thermomètre très sensible. *BB* est un tube qui fait communiquer la cornue avec l'intérieur d'un ballon *C*, garni d'un baromètre, et d'un tube à robinet *D*, au moyen duquel on peut raréfier à volonté l'air du ballon. *EE* est un manchon de verre qui environne une partie du tube établissant la communication entre la cornue et le ballon; il est fermé à ses deux extrémités par deux bouchons à travers lesquels passe le tube *BB*; le bouchon supérieur est garni d'un entonnoir *m*, et le bouchon inférieur d'un tube qui débouche dans un vase *M*. On commence par raréfier l'air du ballon jusqu'à un certain degré, ensuite on fait chauffer la cornue jusqu'à ce que l'ébullition se manifeste; alors on verse de l'eau froide par l'entonnoir *m*, et l'ébullition continue à la même température, parce que la vapeur se condense à mesure : la tension de la vapeur à cette température est évidemment mesurée par la hauteur du baromètre.

585. On pourrait aussi se servir d'un autre appareil qu'il est bon de connaître. Il consiste en un ballon de verre *M* (*fig.* 376) fermé par un bouchon de cuivre sur lequel sont adaptés trois robinets *m*, *n* et *p*. Le premier communique avec une cloche de verre dans laquelle se trouve un baromètre à siphon ; le second reçoit un tuyau de plomb qui communique avec le récipient d'une machine pneumatique, au moyen de laquelle on fait le vide dans le ballon ; enfin le dernier robinet n'a point sa clé percée de part en part; elle est seulement creusée de manière à prendre dans l'entonnoir qui surmonte le robinet une goutte du liquide qu'il renferme, pour le verser dans le ballon sans faire communiquer la capacité de ce dernier avec l'air. On se sert de cet appareil de la manière suivante: après avoir fait le vide dans le ballon, on introduit quelques gouttes de liquide par le robinet *p*, on plonge le ballon dans des bains à différentes températures, et on observe l'élévation du baromètre.

586. *Tension de la vapeur d'eau à des températures inférieu-*

res à 0°. Pour obtenir la tension des vapeurs au dessous de zéro, M. Gay-Lussac s'est servi de l'appareil *fig.* 377. La partie supérieure du tube barométrique *ABC* se recourbe, et plonge dans un vase renfermant un mélange frigorifique. En introduisant un liquide dans la chambre barométrique, la tension de la vapeur qui s'y développe est exactement la même que si cette chambre se trouvait en totalité soumise à la température du mélange frigorifique. En effet, imaginons que la partie du tube qui est plongée dans le mélange frigorifique soit séparée de l'autre par une cloison : cette première partie du tube devra renfermer de la vapeur à la température du mélange frigorifique, et l'autre de la vapeur à la température de l'air extérieur. Si maintenant l'on suppose que ces deux parties communiquent, la vapeur renfermée dans la partie de la chambre barométrique libre ira se condenser dans l'autre, et elle se renouvellera continuellement, de sorte qu'il se formera une véritable distillation ; et, quand tout le liquide de la chambre sera épuisé, la vapeur prendra une tension constante, qui sera celle qui correspond à la température du mélange frigorifique.

Il résulte des expériences de M. Gay-Lussac que la tension de la glace est la même que celle de l'eau à la même température. On peut d'ailleurs démontrer la tendance de la glace à former des vapeurs, en plaçant sous le récipient de la machine pneumatique un thermomètre environné de glace, et au dessous un vase plein d'acide sulfurique : en faisant le vide on voit descendre le thermomètre.

Le tableau suivant renferme les forces élastiques de la vapeur d'eau à des températures comprises entre —20° et 100°.

Tension de la vapeur d'eau de — 20° *à* 100°, *et pression sur un centimètre carré.*

DEGRÉS du thermomèt. centigrade.	TENSION de la vapeur en millimètres.	PRESSION sur un centimètre carré.	DEGRÉS du thermomèt. centigrade.	TENSION de la vapeur en millimètres.	PRESSION sur un centimètre carré.
deg.	mm.	kil.	deg.	mm.	kil.
—20	1,333	0,0018	3	6,123	0,0084
—15	1,879	0,0026	4	6,523	0,0089
—10	2,631	0,0036	5	6,947	0,0094
— 5	3.660	0,0050	6	7,396	0,0101
0	5,059	0,0069	7	7,871	0,0107
1	5,393	0,0074	8	8,375	0,0114
2	5,748	0,0078	9	8,909	0,0122

DEGRÉS du thermomèt. centigrade.	TENSION de la vapeur en millimètres.	PRESSION sur un centimètre carré.	DEGRÉS du thermomèt. centigrade.	TENSION de la vapeur en millimètres.	PRESSION sur un centimètre carré.
deg.	mm.	kil.	deg.	mm.	kil.
10	9,475	0,0129	56	119,390	0,16220
11	10,074	0,0137	57	125,310	0,17035
12	10,707	0,0146	58	131,500	0,17866
13	11,378	0,0155	59	137,940	0,18736
14	12,087	0,0165	60	144,660	0,19653
15	12,837	0,0170	61	151,700	0,20610
16	13,630	0,0186	62	158,960	0,21586
17	14,468	0,0197	63	166,560	0,22639
18	15,353	0,0209	64	174,470	0,23758
19	16,288	0,0222	65	182,710	0,24823
20	17,314	0,0235	66	191,270	0,25986
21	18,317	0,0250	67	200,180	0,27196
22	19,447	0,0265	68	209,440	0,28456
23	20,577	0,0281	69	219,060	0,29761
24	21,805	0,0297	70	229,070	0,31121
25	23,090	0,0314	71	239,450	0,32532
26	24,452	0,0334	72	250,230	0,33996
27	25,881	0,0353	73	261,430	0,35518
28	27,390	0,0374	74	273,030	0,37094
29	29,045	0,0396	75	285,070	0,39632
30	30,643	0,0418	76	297,570	0,40428
31	32,410	0,0440	77	310,490	0,42184
32	34,261	0,0465	78	323,890	0,44004
33	36,188	0,0492	79	337,760	0,45888
34	38,254	0,0520	80	352,080	0,47834
35	40,404	0,0549	81	367,000	0,49860
36	42,743	0,0581	82	382,380	0,51950
37	45,038	0,0612	83	398,280	0.54110
38	47,579	0,0646	84	414,730	0,56345
39	50,147	0,0681	85	431,710	0,58632
40	52,998	0,0720	86	449,260	0,61036
41	55,772	0,0758	87	467,380	0,63498
42	58,792	0,0799	88	486,090	0,66040
43	61,958	0,08418	89	505,380	0,68661
44	65,627	0,08916	90	525,28	0,71364
45	68,751	0,09340	91	545,80	0,74152
46	72,393	0,09835	92	566,95	0,77026
47	76,205	0,10353	93	588,74	0,79986
48	80,195	0,10900	94	611,18	0,83035
49	84,370	0,11662	95	634,27	0,86172
50	88,743	0,12056	96	658,05	0,89402
51	93,301	0,12676	97	682,59	0,92736
52	98,075	1,13325	98	707,63	0,96138
53	103,060	0,13999	99	733,46	0,99448
54	108,270	0,14710	100	760,00	1,03253
55	113,710	0,15449			

587. Dans les limites de température de cette table, la température et la force élastique sont liées par la formule

$$t = 85 \sqrt[6]{f} - 75,$$

dans laquelle t représente la température en degrés centigrades, et f la force élastique

en centimètres de mercure. Cette formule, entièrement empyrique, est due à Tredgold.

588. *Tension de la vapeur d'eau à des températures supérieures à* 100°. Pour mesurer la force élastique de là vapeur d'eau à des températures supérieures à celle de l'ébullition, Dalton employait un appareil composé d'un tube recourbé (*fig.* 378), dont la plus petite branche était fermée; il le remplissait de mercure comme un baromètre, et, après en avoir fait sortir quelques millimètres de mercure, il le remplaçait par le liquide sur lequel il voulait opérer; ensuite il renversait le tube et faisait passer le liquide au sommet de la plus courte branche. Dalton enlevait alors une partie du mercure, notait la hauteur du mercure dans les deux branches, et élevait la température du liquide en l'environnant d'un double cylindre métallique, dont la capacité était remplie d'huile fixe à une température plus ou moins élevée; mais, comme l'opacité du cylindre métallique l'empêchait de voir le niveau du mercure dans la plus courte branche, Dalton la supposait égale à la quantité dont le mercure s'élevait dans la longue branche, ce qui n'a lieu que quand les deux branches du tube sont parfaitement égales. Cette méthode avait l'inconvénient de ne pas faire connaître exactement la température de la vapeur, car elle était plus petite que celle du liquide renfermé dans le cylindre. On pourrait se contenter d'employer le tube recourbé (*fig.* 379) disposé de la même manière, et que l'on plongerait dans des bains à différentes températures; mais cette dernière méthode a l'inconvénient d'élever la température du mercure d'une quantité difficile à estimer, et par conséquent d'être peu exacte.

589. *Tension de la vapeur d'eau à de hautes températures.* La mesure de la force élastique de la vapeur à de hautes températures présentait de grandes difficultés et n'était point sans danger. Jusqu'en 1830, époque de la publication des expériences faites par MM. Dulong et Arago, on ne connaissait que des tensions inférieures à huit atmosphères, et les résultats obtenus par différents physiciens ne s'accordaient point entre eux. Ces différences provenaient des nombreuses causes d'erreur que présente l'observation de l'élasticité de la vapeur à de hautes températures, et que les physiciens n'avaient point évitées, ou dont ils n'avaient point calculé l'influence.

La *fig.* 380 présente une coupe verticale de l'appareil employé par MM. Dulong et Arago. *a* est une chaudière en cuivre rouge épais, de 80 litres environ de capacité; *dd'* un tube vertical qui prend ensuite la direction *d'd''*, pour communiquer avec le réser-

voir de fonte de l'appareil qui avait été employé pour vérifier la loi de Mariotte, et déjà décrit (313) ; seulement, pour les expériences dont il s'agit, le système des tubes de verre avait été supprimé, et remplacé par un tube *k*, communiquant avec la partie supérieure et la partie inférieure du réservoir en fonte, afin de connaître le niveau du mercure dans ce réservoir. Ce réservoir contenait en outre de l'eau, dont le niveau s'élevait jusqu'au point *d'* ; et, pour qu'il ne s'abaissât pas par l'ascension du mercure dans le manomètre, la partie supérieure du tube *d'd''* était entourée de linges, sur lesquels on faisait arriver un courant d'eau froide, qui, en condensant la vapeur qui aurait pénétré dans ce tube, le maintenait toujours plein d'eau. *bb'* est le levier d'une soupape de sûreté, dont les poids, mobiles sur des roulettes, sont tellement disposés, que le plus petit soulèvement de la soupape fait mouvoir les poids, et ce changement ouvre complétement la soupape. La mesure de la température s'effectuait à l'aide de deux thermomètres à mercure logés dans deux tubes de fer pleins de mercure, et qui plongeaient, l'un jusqu'à une petite distance du fond de la chaudière, l'autre au tiers environ de sa profondeur : par cette disposition on évitait l'erreur qu'aurait occasionnée la diminution de volume des réservoirs par la pression de la vapeur, si les thermomètres avaient été soumis à son action. Et enfin, pour corriger les indications des thermomètres de l'erreur provenant de ce que le mercure qui occupe une partie des tubes n'est pas soumis à la température de la vapeur, les tiges des thermomètres étaient recourbées horizontalement (*fig*. 381) et renfermées dans des tubes de verre où l'on faisait passer un courant d'eau continu, dont on mesurait la température. Voici maintenant de quelle manière les expériences ont été faites. La chaudière étant chargée de la quantité d'eau convenable, on tenait le liquide en ébullition pendant 15 à 20', la soupape de sûreté étant ouverte, afin de chasser complétement l'air atmosphérique et les gaz dissous. On fermait alors toutes les ouvertures ; on réglait les robinets d'écoulement de l'eau qui environnait le manomètre et les thermomètres, et celui d'injection de l'eau sur la partie supérieure du tube qui établit la communication entre la chaudière et le manomètre ; puis on chargeait le fourneau d'une quantité convenable de combustible, et on attendait que la marche ascendante du thermomètre se ralentît. Lorsque le réchauffement ne faisait plus que des progrès très lents, on commençait à noter les indications du manomètre et des quatre thermomètres ;

on prenait ainsi plusieurs nombres très rapprochés du maximum. L'observation faite à ce terme était seule calculée ; les précédentes et les suivantes ne servaient qu'à garantir des erreurs de lecture. Les observations ont eu lieu jusqu'à une pression de 24 atmosphères. Le tableau suivant renferme les résultats obtenus.

TABLE *des forces élastiques de la vapeur d'eau et des températures correspondantes de 1 à 24 atmosphères d'après l'observation, et de 24 à 50 atmosphères par le calcul.*

ÉLASTICITÉ de la vapeur en prenant la pression de l'atmosphère pour unité.	COLONNE de mercure à 0° qui mesure l'élasticité.	TEMPÉRATURES correspondantes données par le thermomètre centigrade à mercure.	PRESSION sur un centimètre carré.
1	0.7600	100°	1.033
1 1/2	1.1400	112.2	1.549
2	1.5200	121.4	2.066
2 1/2	1.9000	128.8	2.582
3	2.2800	135.1	3.099
3 1/2	2.66	140.6	3.615
4	3.04	145.4 (1)	4.132
4 1/2	3.42	149.06	4.648
5	3.80	153.08	5.165
5 1/2	4.18	153.8	5.681
6	4.56	160.2	6.198
6 1/2	4.94	163.48	6.714
7	5.32	166.5	7.231
7 1/2	5.70	169.37	7.747
8	6.08	172.1	8.264
9	6.84	177.1	9.297
10	7.60	181.6	10.33
11	8.36	186.03	11.363
12	9.12	190.0	12.396
13	9.88	193.7	13.429
14	10.64	197.19	14.462
15	11.40	200.48	15.495
16	12.16	203.60	16.528
17	12.92	206.57	17.561
18	13.68	209.4	18.594
19	14.44	212.1	19.627
20	15.20	214.7	20.660
21	15.96	217.2	21.693
22	16.72	219.6	22.726
23	17.48	221.9	23.759
24	18.24	224.2	24.792
25	19.00	226.3	25.825
30	22.80	236.2	30.990
35	26.60	244.85	36.155
40	30.40	252.55	41.320
45	34.20	259.52	46.485
50	38.00	265.89	51.650

Les nombres renfermés dans ce tableau n'ont point été obtenus directement par l'observation, on les a calculés à l'aide d'une formule qui satisfait aux résultats des observations ; cette formule est

$$t = \frac{\sqrt[5]{f} - 1}{0,7153},$$

t étant la température en degrés centigrades à partir de 100°, en prenant pour unité l'intervalle de 100°, et f l'élasticité en atmosphères de 0m,76. Mais de 1 à 4 atmosphères, on a employé la formule de Tredgold (388), qui dans cette partie de l'échelle s'accorde mieux avec les observations.

590. *Tension de la vapeur des liquides quelconques.* Dalton avait admis que *les vapeurs des différents liquides ont des forces élastiques égales à des températures également éloignées de celles de leur ébullition.* Ainsi, par exemple, l'alcool bouillant à 78° et l'eau à 100°, la force élastique de la vapeur d'alcool à 70° serait égale à celle de l'eau à 92°. Si cette loi était exacte, on pourrait déterminer la force élastique de la vapeur d'un liquide quelconque à une température donnée, au moyen des tables de tension de la vapeur d'eau, lorsqu'on connaîtrait la température de l'ébullition de ce liquide ; mais cette loi est inexacte, et même, dans la plupart des cas, elle ne présente pas une approximation suffisante.

M. Avogrado, par une méthode particulière, a trouvé pour la vapeur mercurielle, aux températures

230° ; 240° ; 250° ; 260° ; 270° ; 280° ; 290°,

les tensions suivantes :

58mm,01 ; 80,12 ; 105,88 ; 133,62 ; 165,22 ; 207,59 ; 252,51.

M. Avogrado a lié ces différents résultats par la formule

$$\text{Log } c = -0,64637t + 0,075956t^2 - 0,18452t^3,$$

dans laquelle c représente la force élastique de la vapeur en atmosphères de 0m,76, et t la température à partir de l'ébullition du mercure, en prenant pour unité 100°, et t positif en descendant.

M. Gay-Lussac a fait construire un appareil très commode pour mesurer la force élastique de différents liquides à la même température. Cet appareil (*fig.* 381 *bis*) est composé d'un grand nombre de tubes barométriques rangés circulairement autour d'un axe AB, plongeant dans le milieu d'une grande cuvette ab pleine de mercure ; les baromètres sont fixés à des cercles de cuivre mn, $m'n'$, fixés eux-mêmes à l'axe AB ; cet axe, en tournant, entraîne les baromètres qui viennent successivement se présenter devant une tige graduée pq, où l'on mesure la dépression occasionnée par la vapeur des liquides qu'on a introduits dans les tubes : un d'eux doit avoir sa chambre vide pour qu'il puisse servir de terme de comparaison.

591. *Le rapport du poids d'un certain volume de vapeur au poids d'un même volume d'air, à la même température et sous la même pression, est un nombre constant qui ne change qu'avec la nature de la vapeur.* Ce principe est une conséquence nécessaire de ce que les vapeurs qui ne sont point au maximum de densité se comportent comme les gaz par les variations de température et de pression. En effet, considérons un certain volume de vapeur au maximum de densité, à une température quelconque, et un même volume d'air à la même température et sous la même pression : si on échauffe la vapeur et l'air d'un même nombre de degrés, la pression restant la même, ces deux fluides se dilateront de la même quantité, et par conséquent le rapport des poids de volumes égaux restera constant ; si ensuite on augmente la pression jusqu'à ce que la vapeur prenne le maximum de densité qui correspond à sa nouvelle température, les volumes de vapeur et d'air varieront encore de la même manière, et par conséquent le rapport des poids de volumes égaux ne sera pas changé.

Cette loi suppose nécessairement que les vapeurs se comportent exactement comme les gaz permanents par les variations de température et de pression. Tous les physiciens admettent cette hypothèse ; mais nous devons dire qu'il est très probable qu'elle n'est pas rigoureusement exacte, surtout dans les circonstances où la vapeur a une densité voisine du maximum. Cependant comme l'inexactitude de cette loi n'a point encore été bien constatée, et que d'ailleurs les écarts, s'ils existent, doivent être très petits, nous l'admettrons, du moins comme approximation suffisante dans la plupart des cas.

592. *Densité des vapeurs.* On désigne sous le nom de densité absolue de la vapeur d'un certain liquide le nombre constant qui représente le rapport des poids de deux volumes égaux de vapeur et d'air à la même température et sous la même pression. On désigne sous le nom de densité d'une vapeur à une certaine température et une certaine pression le nombre de fois que le poids d'un certain volume de vapeur à cette température et sous cette pression contient le poids d'un même volume d'air à 0° et sous la pression de $0^{m},76$, ou le poids d'un égal volume d'eau à 4°. Ainsi l'analogie est complète entre les gaz et les vapeurs ; c'est en effet ce qui devait exister, puisque les gaz prétendus permanents ne sont que des vapeurs très dilatées.

593. Nous allons examiner les procédés qui ont été employés pour déterminer les densités absolues des différentes vapeurs.

Quant à la densité des vapeurs dans des circonstances données de température et de pression, on les obtiendra facilement au moyen des lois de Mariotte et de M. Gay-Lussac, puisqu'elle sera égale à une fraction connue, constante pour la même vapeur, de la densité de l'air dans les mêmes circonstances de température et de pression.

Si on représentait par d la densité absolue de la vapeur d'un certain liquide, la densité de cette vapeur à la température t et sous la pression p serait donnée par la formule

$$d' = d \frac{p}{0^m,76} \cdot \frac{1}{1 + 0,00375.t}.$$

594. *Méthode de M. Gay-Lussac.* M. Gay-Lussac s'est proposé de déterminer le volume de vapeurs que pouvait produire à la température de son ébullition un volume donné de liquide. L'appareil qu'il a employé pour cet objet consiste (*fig.* 382) en une cloche de verre AB, divisée en parties d'égale capacité, et dont on connaît exactement le volume; on remplit cette cloche de mercure et on la renverse dans une chaudière de fonte MN pleine de ce métal. Pour introduire dans la cloche un volume déterminé de liquide, on se sert d'une petite ampoule de verre m, terminée par un petit tube court et très capillaire; on pèse cette ampoule vide, on la remplit de liquide, et on la pèse de nouveau : la différence entre ces deux poids donne évidemment celui du liquide; on en déduit facilement son volume, au moyen de sa densité et de ce que 1g d'eau à 4° occupe le volume d'un centimètre cube. On ferme alors l'extrémité de la petite tige de l'ampoule en fondant le verre, et on l'introduit sous la cloche AB : par sa légèreté spécifique elle traverse le mercure et vient se loger à la partie supérieure de la cloche. Alors on met dans le cylindre CD un liquide bouillant à une température t supérieure à celle de l'ébullition du liquide de l'ampoule, et on chauffe la chaudière MN : bientôt le liquide renfermé dans l'ampoule, par sa dilatation, brise son enveloppe, et les vapeurs, se répandant à la partie supérieure de la cloche, font descendre le mercure. On mesure le volume occupé par cette vapeur, et, en le corrigeant de la dilatation du verre, on a le volume réel de la vapeur à $t°$, sous une pression égale à celle de l'air, diminuée de la hauteur du mercure de la cloche au dessus du niveau du bain. Mais pour avoir des volumes comparables entre eux, on réduit le volume obtenu à ce qu'il serait sous la pression de $0^m,76$, au moyen de la loi de Mariotte. Pour mesurer la hauteur du mercure dans la cloche au dessus du niveau de ce métal dans le bain extérieur,

M. Gay-Lussac s'est servi d'une tige en fer graduée PQ, garnie d'une traverse RS que l'on appuyait sur les bords de la marmite MN, bords qui avaient été dressés à l'émeri, et rendus parfaitement horizontaux au moyen d'un niveau à bulle d'air ; on enfonçait la tige PQ dans la traverse RS jusqu'à ce que la pointe Q coïncidât avec le mercure, ce que l'on reconnaissait facilement, car alors l'extrémité de la pointe touche l'extrémité de son image ; ensuite, au moyen d'une lunette garnie d'un fil horizontal, que l'on montait au niveau du mercure de la cloche AB, on obtenait d'une manière très précise la distance de ce niveau à celui de la chaudière.

Soient h la hauteur du mercure dans la cloche, H la hauteur du baromètre, V le nombre de centimètres cubes occupés par la vapeur, et p le poids du liquide employé. Le volume de la vapeur, sous la pression $H - h$, corrigé de la dilatation du verre, est $V(1 + kt)$. Ce volume, sous la pression $0^m,76$, sera

$$V(1 + kt)\,\frac{H - h}{0^m,76}.$$

Et enfin le volume de la vapeur produite par un gramme d'eau sera

$$V(1 + kt)\,\frac{H - h}{0^m,76}\cdot\frac{1}{p}.$$

Dans ces expériences il faut nécessairement que la totalité du liquide soit réduite en vapeur : par conséquent, il faut en introduire une quantité plus petite que celle qui serait nécessaire pour remplir toute la cloche de vapeurs. On reconnaît que cette condition a été remplie quand, à la température de l'ébullition du liquide, le mercure dans la cloche est au dessus du niveau extérieur : car, s'il y avait un excès de liquide à cette température, la force élastique de la vapeur serait égale à celle de l'atmosphère, et le métal serait à la même hauteur en dedans et en dehors de la cloche ; et, à une température plus élevée, le mercure serait déprimé dans la cloche. On pourrait craindre que le verre n'absorbât une partie de la vapeur par son action hygrométrique, et par conséquent que le volume apparent de la vapeur ne fût plus petit que le volume réel. Il serait facile de reconnaître et de mesurer cette influence du verre en déterminant la densité d'une même vapeur dans des cloches ayant des diamètres différents, et dans lesquelles, pour le même volume de vapeur, la surface du verre serait très différente. Mais, en chauffant le liquide à 15° ou 20° au dessus de la température de l'ébullition, l'action hygrométrique du verre est absolument sans influence.

M. Gay-Lussac a trouvé ainsi qu'un gramme d'eau pure produisait $1^l,6964$ de vapeurs à 100°, sous la pression de $0^m,76$; c'est-

à-dire qu'un volume d'eau d'un centimètre cube donnait 1696 centimètres cubes de vapeur. Ainsi la densité de la vapeur d'eau à 100° est à celle de l'eau comme 1 est à 1696. Un litre de vapeur d'eau pesant $\frac{1\ g}{1,6964}$, et un litre d'air sec à la pression $0^m,76$ et à la température de 100° pesant $\frac{1,29}{1,375}$, le poids de la vapeur aqueuse à 100° est à celui de l'air, à la même température et sous la même pression, comme 1,06588 est à 1,6964, ou à peu près comme 10 est à 16, ou comme 5 est à 8. Ainsi $\frac{5}{8}$ est la densité absolue de la vapeur d'eau.

On a trouvé, par cette méthode, les résultats renfermés dans le tableau suivant.

NOMS DES LIQUIDES.	DENSITÉ DES VAPEURS.	TEMPÉRATURES DE L'ÉBULLITION.
Eau.	0,6235	100
Acide hydro-cyanique	0,9476	26,50
Alcool	1,6138	78
Ether hydro-chlorique. . . .	2,219	11
Ether sulfurique	2,5860	36
Sulfure de carbone.	2,6447	47
Essence de térébenthine . . .	5,0130	157
Ether hydriodique	5,4749	65

595. *Méthode de M. Dumas.* M. Dumas emploie pour la détermination de la densité des vapeurs une méthode beaucoup plus simple, et qui est applicable à tous les corps dont la température de l'ébullition est inférieure à celle du ramollissement du verre. Cette méthode consiste à déterminer directement le poids d'un volume connu de vapeurs, sous la pression de l'atmosphère et à une certaine température. Le rapport entre ce poids et celui d'un même volume d'air, à la même température et sous la même pression, donne alors la densité cherchée. Voici le mode d'opération : on prend un ballon de verre contenant de 250 à 500 centimètres cubes, on le lave à l'eau distillée, et on le dessèche complétement, en le chauffant et en insufflant de l'air dans l'intérieur, à l'aide d'un soufflet. Alors on ramollit le col tout près de la

panse, au moyen d'une lampe d'émailleur, on l'étire de manière à obtenir un long tube capillaire, et on le coupe vers l'extrémité, au moyen d'une pierre à fusil. Le ballon froid, pouvant être considéré comme ne renfermant que de l'air sec, est pesé exactement, et on prend la température et la hauteur du baromètre. Alors on chauffe légèrement le ballon, et on plonge le bec dans la substance naturellement liquide, ou liquéfiée par la chaleur, sur laquelle on veut opérer : par le refroidissement la matière pénètre dans le ballon; et on arrête l'absorption lorsqu'il s'en est introduit quelques grammes. On fixe le ballon, le col vertical, au fond d'une petite bassine de fonte, que l'on remplit d'un liquide qui doit être échauffé à 20° ou 30° au dessus de la température de l'ébullition du corps introduit dans le ballon ; on emploie de l'eau quand cette dernière température est inférieure à 80°, de l'huile fixe si elle s'élève à 200°, et enfin l'alliage fusible de Darcet, si la température doit être portée plus haut. On pourrait élever la température du bain d'huile jusqu'à 300°; mais il faudrait opérer en plein air, pour éviter toute chance d'incendie. Lorsque la température du bain a atteint la température de l'ébullition de la substance, il sort par l'orifice capillaire du ballon un jet de vapeurs, qui cesse lorsque le ballon ne renferme plus d'excès de matière et ne contient plus que de la vapeur sous la pression atmosphérique et à la température du bain. A l'instant où le jet de vapeur s'arrête, on ferme l'orifice du ballon à l'aide d'un chalumeau. Mais, pour être assuré que la température de la vapeur est bien celle du bain, il faut nécessairement que celle de ce dernier reste stationnaire pendant quelques minutes. Cette condition est satisfaite quand on emploie de l'eau qu'on porte à l'ébullition ; mais, quand on se sert d'un bain d'huile ou d'alliage, il faut enlever complétement le feu du foyer lorsque la température du bain est de 5° ou 6° degrés inférieure à celle qu'on veut atteindre : la température du bain s'élève alors lentement, pour diminuer ensuite ; et, quand elle est parvenue à son maximum, elle reste stationnaire pendant un temps suffisant. C'est alors qu'on ferme l'orifice du ballon et qu'on prend la température du bain. Le ballon, refroidi et essuyé, est pesé de nouveau. Alors on plonge le bec du ballon dans le mercure, et on casse la pointe avec une pierre à fusil : le mercure rentre dans le ballon, et le remplit complétement, si l'excès de matière a été suffisant pour expulser la totalité de l'air ; dans le cas contraire, il reste de l'air, dont il faut mesurer le volume pour en tenir compte. Pour cela on

brise peu à peu le col capillaire du ballon au moyen d'une pince, et en opérant sous le mercure, jusqu'au point où le tube cesse d'être capillaire; on fait passer l'air dans une cloche graduée, et on mesure son volume, la température et la pression; enfin on mesure le volume du mercure qui remplit le ballon, en l'introduisant dans une cloche étroite et graduée, ou en pesant le ballon successivement plein d'air et d'eau. A l'aide de toutes ces données il est facile de calculer le poids de la vapeur, ainsi que son volume. En effet, connaissant le volume du ballon froid, on calculera facilement le poids de l'air qu'il contenait lors de la première pesée; et en ajoutant ce poids à la différence entre le poids du ballon plein de vapeur et d'air, on aura le poids de la vapeur, dans le cas où la totalité de l'air aurait été expulsée. Dans le cas contraire, il faudra retrancher le poids de l'air resté dans le ballon, dont on a le volume, la température et la force élastique. Quant au volume de la vapeur, il est évidemment égal au volume du ballon à la température où il a été fermé, diminué du volume d'air non expulsé, ramené à cette même température. Cette méthode, d'une exécution facile, est maintenant d'un grand usage dans les analyses chimiques: car, un même volume de gaz ou de vapeurs, à la même température et sous la même pression, renfermant le même nombre d'atomes, les poids de ces atomes sont proportionnels aux densités des gaz ou des vapeurs.

C'est ainsi que M. Dumas a obtenu les résultats consignés dans le tableau suivant.

NOM DU CORPS.	DENSITÉ.	POIDS D'UN LITRE.
Vapeur d'iode	8,716	11,323
Vapeur de mercure	6,976	9,0625
Proto-chlorure de phosphore	4,875	6,3532
Hydrogène arseniqué.	2,695	3,5023
Proto-chlorure d'arsenic.	6,3006	8,1852
Chlorure de silicium.	5,939	7,7154
Acide fluorique silicé	3,600	»
Chlorure de bore.	2,942	5,1212
Acide fluo-borique	2,3124	»
Perchlorure d'étain	9,1997	11,9514
Perchlorure de titane	6,836	8,881

396. La connaissance de la tension, de la densité et du volume de la vapeur d'eau à différentes températures étant nécessaire dans un grand nombre de circonstances, nous avons réuni ces différents éléments dans le tableau suivant.

TABLEAU *de la tension, de la densité et du volume de la vapeur d'eau à différentes températures.*

TEMPÉRATURE.	TENSION.	DENSITÉ.	VOLUME	TEMPÉRATURE.	TENSION.	DENSITÉ.	VOLUME
—20°	1mm,333	0,00000154	650588	36°	42,743	0,00004017	24897
—15	1,879	212	470898	37	45,038	4219	23704
—10	2,631	292	342984	38	47,579	4442	22513
— 5	3,660	398	251358	39	50,147	4666	21429
0	5,059	540	182323	40	52,998	4916	20343
1	5,393	573	174495	41	55,772	5156	19396
2	5,748	609	164332	42	58,792	5418	18459
3	6,123	646	154842	43	61,958	5691	17572
4	6,523	686	145886	44	65,627	6023	16805
5	6,947	727	137488	45	68,751	6274	15938
6	7,396	772	129587	46	72,393	6585	15185
7	7,871	818	122241	47	76,205	6910	14472
8	8,375	867	115305	48	80,195	7242	13809
9	8,909	919	108790	49	84,370	7602	13154
10	9,475	974	102670	50	88,742	7970	12546
11	10,074	0,00001032	99202	51	93,301	8354	11971
12	10,707	1092	91564	52	98,075	8753	11424
13	11,378	1157	86426	53	103,060	9174	10901
14	12,087	1224	81686	54	108,270	9606	10410
15	12,837	1299	77008	55	113,710	0,00010054	9946
16	13,630	1372	72913	56	119,390	10525	9501
17	14,468	1451	68923	57	125,310	11011	9082
18	15,353	1534	65201	58	131,550	11523	8680
19	16,288	1622	61654	59	137,940	12044	8303
20	17,314	1718	58224	60	144,660	12599	7937
21	18,317	1811	55206	61	151,700	13179	7594
22	19,417	1914	52260	62	158,960	13760	7267
23	20,577	2021	49487	63	166 560	14374	6957
24	21,805	2133	46877	64	174,470	15010	6662
25	23,090	2252	44411	65	182,710	15668	6382
26	24,452	2376	42084	66	191,270	16356	6114
27	25,881	2507	39895	67	200,180	17066	5860
28	27,890	2643	37838	68	209,410	17797	5619
29	29,045	2794	35796	69	219,060	18566	5386
30	30,643	2938	34041	70	229,070	19355	5167
31	32,410	3097	32291	71	239,450	20174	4957
32	34,261	3263	30650	72	250,230	21013	4759
33	36,188	3435	29112	73	261,430	21889	4569
34	38,254	3619	27636	74	273,030	22794	4387
35	40,404	3809	26253	75	285,070	23789	4204

TEMPÉRATURE.	TENSION.	DENSITÉ.	VOLUME	TEMPÉRATURE.	TENSION.	DENSITÉ.	VOLUME
76°	297,570	0,00024702	4048	132,15	2090,000	0,00149056	671
77	310,490	15699	3891	135,00	2280,000	161453	619
78	323,890	26739	3741	137,70	2470,000	173739	576
79	337,760	27789	3599	140,35	2660,000	185886	538
80	352,080	28889	3462	142,70	2850,000	198020	505
81	367,000	30025	3331	144,95	3040,000	210067	476
82	382,380	31195	3206	146,76	3230,000	222731	449
83	398,280	32399	3087	149,15	3420,000	233938	428
84	414,730	33637	2973	151,15	3610,000	245763	407
85	431,710	34916	2864	153,30	3800,000	257363	389
86	449,260	36237	2760	155,00	3990,000	268956	392
87	467,380	37590	2660	156,70	4180,000	280827	356
88	486,090	38984	2565	158,30	4370 000	292485	342
89	505,380	40417	2474	160,00	4560,000	304651	328
90	525,280	41891	2387	161,54	4750,000	315513	317
91	545,800	43405	2304	163,25	4940,000	326828	306
92	566,950	44956	2224	164,84	5130,000	338148	296
93	588,740	46556	2148	166,42	5320,000	349393	286
94	611,180	48201	2075	167.94	5510,000	360606	277
95	634,270	49886	2005	169,41	5700,000	371783	269
96	658,050	51613	1938	170,78	5890,000	382907	261
97	682,590	53388	1873	172,13	6080,000	394110	254
98	707,630	55191	1812	173,46	6270,000	405198	247
99	733,460	57055	1751	174,79	6460,000	416123	240
100	760,000	58955	1696	176,11	6650,000	427182	234
106,60	950,000	72391	1381	177,40	6840,000	438111	228
112,40	1140,000	85539	1169	178,68	7030,000	447955	223
117,10	1330,000	98324	1014	179,89	7220,000	459873	217
121,55	1520,000	0,00111652	896	180,95	7418,000	470858	212
125,50	1710,000	123923	806	182,00	7600,000	481690	208
128,85	1900,000	136636	732	215,00	23800,000	0,01570780	64

Au moyen de cette table on obtient facilement le poids de la vapeur d'eau renfermée dans un volume donné : car il suffit pour cela de multiplier la densité par le poids de l'eau qui occuperait le même espace. Ainsi, pour obtenir le poids d'un mètre cube de vapeur, il faudra multiplier la densité par 1000, et on aura le poids cherché en kil.

Mélanges des gaz et des vapeurs.

597. Pour observer les phénomènes que présentent les mélanges de vapeurs et de gaz, on se sert de l'appareil *fig.* 376 : après avoir fait le vide dans le ballon, on y introduit le gaz dans lequel on veut développer les vapeurs, le baromètre *abc* en mesure la ten-

sion; ensuite on fait tomber dans le ballon, par le robinet p, le liquide qui doit être réduit en vapeur, puis on place l'appareil dans un bain à la température où l'on veut faire l'expérience. Dalton a reconnu par ce procédé : 1° que les vapeurs qui se développent dans les gaz ne saturent pas instantanément l'espace occupé par le gaz ; qu'il s'écoule toujours un certain temps depuis l'instant où le liquide est introduit jusqu'à celui où le baromètre, devenant stationnaire, indique qu'il ne se forme plus de vapeurs ; 2° que la force élastique d'un mélange de gaz et de vapeurs est égale à la force élastique du gaz, plus celle de la vapeur qui se développerait dans le vide à la même température ; 3° que la quantité de vapeurs qui se forme dans un gaz est égale à celle qui se formerait dans un même espace vide à la même température. Ainsi, les vapeurs se développent dans les gaz comme dans le vide ; seulement les gaz opposent à l'évaporation un obstacle mécanique qui la retarde, et le mélange des gaz et des vapeurs s'effectue comme celui des gaz permanents.

598. Pour vérifier la loi que nous venons d'énoncer, quand la température ne change pas, on peut employer un appareil très commode (*fig.* 383) imaginé par M. Gay-Lussac. Cet appareil se compose d'un tube AB, divisé en parties d'égale capacité, et muni à ses deux extrémités de deux robinets en fer R et R' ; la partie inférieure de ce tube communique avec un tube latéral vertical CD d'un diamètre beaucoup plus petit, et ouvert à son sommet. On fait chauffer l'appareil afin de le sécher, et on remplit en totalité le cylindre AB de mercure récemment bouilli, en le versant par la partie supérieure : le mercure monte dans le tube CD, et s'y maintient au même niveau ; alors on visse sur le robinet R un ballon rempli du gaz, parfaitement desséché, sur lequel on veut opérer, et on ouvre les robinets R et R'. Une certaine quantité de mercure s'écoule par le robinet inférieur, et le gaz s'introduit dans le cylindre AB ; lorsqu'il en est entré une quantité suffisante, on ferme les robinets R et R'. Le gaz introduit étant dilaté, le niveau du mercure est plus bas dans le tube CD que dans le tube AB ; pour soumettre le gaz à la pression de l'atmosphère, on verse du mercure par le petit tube jusqu'à ce que le niveau du métal dans les deux tubes soit à la même hauteur ; le gaz est alors soumis à une pression mesurée par la hauteur du mercure dans le baromètre.

Pour introduire dans le gaz le liquide qui doit s'y vaporiser, on place sur le robinet R un robinet R'', dont la clef n'est point percée de part en part, mais renferme seulement une petite cavité ; on

verse du liquide dans le petit entonnoir qui termine le robinet, et en tournant la clef on introduit à chaque fois un petit volume de liquide sans mettre le gaz en communication avec l'air.

Lorsqu'on a introduit une certaine quantité de liquide, le mercure descend dans le tube *AB* au dessous de son niveau dans le tube *CD*. Par exemple, en employant de l'éther, l'abaissement est d'environ 38 centimètres. Si on verse du mercure par le tube *CD*, de manière à ramener le volume du gaz et de vapeurs au volume primitif du gaz sec, il est évident que la différence de niveau sera la tension de la vapeur : or on trouve que cette tension est la même que celle de la vapeur dans le vide à la même température. Si on établit seulement l'égalité de niveau en ouvrant le robinet inférieur R', en désignant par N et N' les volumes du gaz sec et du mélange sous la pression atmosphérique, il est évident que dans le mélange la force élastique du gaz sera égale à la pression extérieure multipliée par $\frac{N}{N'}$, par conséquent que la force élastique de la vapeur sera la différence entre la hauteur du baromètre et cette force élastique : on trouve alors que cette différence est encore précisément égale à la tension de la vapeur dans le vide à la même température. Enfin, en calculant la force élastique de la vapeur sans ramener les niveaux à la même hauteur, on trouve encore le même résultat.

En désignant par p la pression barométrique, et par f la force élastique de la vapeur, on a évidemment, après le rétablissement du niveau dans les deux tubes,

$$f+\frac{pN}{N'}=p;\ \text{d'où}\ f=p\left(\frac{N'-N}{N'}\right).$$

Si on n'avait point ramené le mercure à la même hauteur dans les deux tubes, en appelant h la différence des niveaux, on aurait

$$f+\frac{pN}{N'}=p+h;\ \text{d'où}\ f=h+\frac{p\,(N'-N)}{N'}.$$

Dans ce qui précède nous avons supposé que l'on introduisait un excès de liquide, de manière que le gaz était toujours saturé de vapeurs ; mais, si on introduisait une quantité de liquide insuffisante pour saturer le gaz, le mélange se dilaterait comme un gaz : car, en faisant écouler une nouvelle quantité de mercure, on trouverait que les volumes du mélange sont en raison inverse des pressions.

En appelant N' le volume du mélange sous la pression de l'atmosphère, N'' le volume du mélange après l'écoulement d'une certaine quantité de mercure, et h la différence de hauteur du mercure dans les deux tubes *AB* et *CD*, l'expérience donne toujours

$$\frac{N''}{N'}=\frac{p}{p-h}\ ;\ \text{d'où}\ p-h=p\cdot\frac{N'}{N''}\qquad (a).$$

Pour démontrer qu'il résulte de là que la vapeur se dilate comme un gaz, appelons f et f' les tensions de la vapeur correspondantes aux volumes N', N'' : nous aurons

$$f' + (p - f) \frac{N'}{N''} = p - h.$$

Substituant la valeur de $p - h$ tirée de l'équation (a), il vient

$$f' = f \frac{N'}{N''}.$$

L'appareil que nous venons de décrire présenterait un inconvénient si on opérait sur l'éther, attendu que ce liquide dissoudrait les corps gras dont les pièces métalliques sont enduites, et le robinet supérieur pourrait ne plus fermer exactement. Pour éviter cet inconvénient, M. Gay-Lussac a modifié l'appareil : il a fermé complétement le tube AB par sa partie supérieure (*fig.* 384) ; on le remplit de mercure par la partie inférieure en le tenant renversé, on y fait passer le gaz sur lequel on veut opérer, en plaçant l'appareil dans sa position naturelle sur une cuve à mercure, et pour introduire le liquide on le verse d'abord dans le tube CD, et on ouvre le robinet inférieur R' : le niveau du mercure s'abaissant plus rapidement dans ce tube que dans AB, il arrive un instant où tout le mercure a disparu dans ce tube ; alors le liquide pénètre dans le tube AB.

Les lois des mélanges de gaz et de vapeurs paraissent au premier abord favorables à l'hypothèse de Dalton que les molécules des gaz ou des vapeurs n'agissent que sur les molécules similaires ; mais nous avons discuté cette hypothèse (328) et nous l'avons rejetée comme inadmissible. La formation des vapeurs dans les gaz comme dans le vide, à part le temps de la saturation de l'espace, résulte du défaut de continuité des gaz, et de la condition d'homogénéité ; et l'égalité de la tension à l'instant de la saturation provient de ce que les molécules de gaz et de vapeurs agissant entre elles de la même manière, chaque molécule de gaz et chaque molécule de vapeur supportent exactement la même pression ; mais deux molécules de vapeur agissent l'une sur l'autre de la même manière que si elles étaient dans le vide, attendu que les actions exercées sur elles par les molécules de gaz intermédiaires et environnantes se font équilibre : par conséquent la vapeur, dans les mêmes circonstances, acquerra dans les gaz la même densité que dans le vide.

La loi relative au mélange des gaz et des vapeurs nous permet de résoudre un grand nombre de problèmes qui se rencontrent souvent dans les recherches physiques ; nous en citerons quelques uns.

599. *Détermination de la densité d'un mélange de gaz et de vapeurs.* Nous avons vu que, quand on mêle des volumes égaux de gaz et de vapeurs, le mélange a une force élastique égale à celle du gaz et à celle de la vapeur sous le même volume ; il est évident, d'après cela, que, pour avoir la densité d'un mélange de gaz et de vapeurs, il faudra ajouter la densité de la vapeur sous la tension qu'elle possède dans le mélange à celle du gaz sous une pression égale à celle du mélange diminuée de la tension de la vapeur.

p désignant la tension du mélange, et f celle de la vapeur, la force élastique du gaz sera $p - f$. En appelant d la densité du gaz sec à la température du mélange sous la pression p, à la pression $p - f$ elle sera $d.\frac{p-f}{p}$, et celle de la vapeur sera $d\frac{f}{p}.m$, en désignant par m la densité absolue de la vapeur. Ainsi on aura pour la densité du mélange

$$d\left(\frac{p-f}{p}+\frac{f}{p}.m\right)=d\left(1+(m-1).\frac{f}{p}\right).$$

On voit, d'après cette formule, que la densité d'un mélange d'air et de vapeur d'eau est toujours plus petite que celle de l'air sec à la même température et à la même pression : car pour la vapeur d'eau $m-1$ est égal à $-3/8$.

600. *Connaissant le volume d'un mélange de gaz et de vapeurs à une certaine température et sous une certaine pression, déterminer le volume du gaz sec à une température et sous une pression quelconque.* Soient V le volume du mélange à la température t sous la pression p, f la force élastique de la vapeur, et V' le volume du gaz sec à la température T et sous la pression P : on aura

$$V'=V\times\frac{p-f}{P}\left(\frac{1+T.0,00375}{1+t.0,00375}\right).$$

601. *Un gaz et un liquide étant renfermés dans un vase clos, reconnaître par les variations de tension du mélange s'il y a eu absorption ou émission de gaz.* Soient p la pression initiale à la température t, p' la pression à la température t', et f et f' les tensions de la vapeur correspondantes à ces deux températures : on aura évidemment

$$p'=f'+\frac{(p-f)\ (1+t'.0,00375)}{1+t.0,00375}.$$

Comme on connaît f et f', il suffira de comparer la valeur de p' obtenue au moyen de cette formule à celle que l'on observera, pour savoir s'il y a eu absorption ou émission de gaz.

602. *Etant donné le volume d'un mélange de gaz et de vapeurs, trouver le volume du mélange à une autre température et sous une autre pression.* Soient V le volume primitif sous la pression p à la température t, et f la tension de la vapeur ; V' le volume sous la pression p' à la température t', et f' la tension de la vapeur. Le problème se réduit à celui-ci : Etant donné le volume V d'un gaz sec à la température t sous la pression $p - f$, trouver le volume V' du même gaz à la température t', sous la pression $p' - f'$. On a alors

$$\frac{V'}{V}=\frac{p-f}{p'-f'}\left(\frac{1+t'.0,00375}{1+t.0,00375}\right)\ (a).$$

Quand le mélange n'est point en contact avec un excès de liquide, et que les variations de pression ou de température n'ont point amené le gaz à la saturation, il n'y a ni condensation ni émission de vapeur, et celle qui existait primitivement s'est comportée comme un gaz permanent : par conséquent les tensions f et f' sont proportionnelles à p et p', et la formule devient

$$\frac{V'}{V}=\frac{p}{p'}\left(\frac{1+t'.0,00375}{1+t.0,00375}\right) \quad (b).$$

La formule (a) devra toujours être employée quand le mélange sera en contact avec un excès de liquide; la formule (b) pourra être employée dans le cas contraire, mais seulement quand le poids de la vapeur restera constant. Pour savoir quand cette condition sera remplie, représentons par d et d' la densité de la vapeur sous les tensions f et f' ; nous aurons

$$\frac{d'}{d}=\frac{f'}{f}\left(\frac{1+t.0,00375}{1+t'.0,00375}\right) \quad (c)\ ;$$

et en multipliant les équations (a) et (c), il vient

$$\frac{V'd'}{Vd}=\frac{pf'-ff'}{p'f-ff'};$$

équation qui fait voir que, suivant qu'on aura pf' plus grand que $p'f$, pf' plus petit que $p'f$, ou $pf'=p'f$, la quantité de vapeur sera plus grande, plus petite, ou la même dans le second cas que dans le premier. Ainsi la formule (b) ne pourra être employée que dans le cas où $pf'=p'f$.

Si dans l'équation (a) on suppose $t=t'$, il vient

$$\frac{V'}{V}=\frac{p-f}{p'-f'}.$$

Ainsi, dans les mélanges de gaz et de vapeurs, la loi de Mariotte ne subsiste qu'autant que les tensions f et f' sont proportionnelles aux pressions, c'est-à-dire qu'autant qu'il n'y a ni émission ni condensation. Dans le cas de la compression d'un gaz saturé, $f=f'$, p' est plus grand que p, et par conséquent le volume diminue dans un plus grand rapport que la pression. On voit d'après cela pourquoi nous avons recommandé d'employer les gaz secs dans les expériences qui sont destinées à vérifier la loi en question.

De l'hygrométrie.

603. L'hygrométrie a pour objet la recherche des différents degrés d'humidité de l'air; les instruments dont on se sert à cet effet portent le nom d'*hygromètres* ou d'*hygroscopes*, et on désigne par *état hygrométrique* de l'air le rapport entre la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air à celle qui s'y trouverait si l'air était saturé, ou le rapport entre la tension de la vapeur dans l'air et sa tension maximum à la même température.

604. Lorsque la température t de l'air est donnée, il est facile de voir que, quand on connaît son état hygrométrique I, on peut en déduire la tension de la vapeur F et le poids de la vapeur renfermée dans un volume donné : car, au moyen de la table, page 441, on trouvera la tension maximum F à $t°$; la tension de la vapeur dans l'air sera évidemment IF; et le poids p de la vapeur contenue dans un volume donné sera les 5/8 du poids du même volume d'air à la température $t°$ et sous la pression IF. Il est également facile de reconnaître que les quantités I, F, et P, sont

telles, qu'une d'entre elles étant donnée ainsi que la température, les deux autres s'en déduisent facilement.

Les différentes méthodes qui ont été imaginées jusqu'ici pour mesurer le degré d'humidité de l'air sont fondées sur les principes suivants : 1° sur l'augmentation de poids des substances ayant une grande affinité pour l'eau; 2° sur la quantité d'eau évaporée dans le même temps par la même surface; 3° sur le froid produit par l'évaporation; 4° sur le volume auquel l'air doit être réduit par la compression pour devenir saturé; 5° sur l'abaissement de température que l'air doit éprouver pour atteindre le terme de la saturation; 6° enfin, sur la contraction ou la dilatation que certaines substances organiques éprouvent par l'humidité de l'air.

605. 1re *Méthode. — Absorption de l'humidité par une substance très hygrométrique.* On peut employer du chlorure de calcium, de la potasse caustique ou de la chaux vive. Si on opère sur un volume connu d'air, et qu'on effectue complétement sa dessication, l'augmentation de poids de la substance employée représentera le poids de la vapeur en dissolution dans l'air : en divisant ce poids par le volume d'air desséché, on aura la densité de la vapeur. Pour en déduire sa tension, on cherchera dans la table la densité et la tension de la vapeur à la température de l'air sur lequel on a opéré : la tension cherchée sera à celle de la table dans le rapport direct des densités, et ce rapport sera l'état hygrométrique de l'air. On pourrait se servir de l'appareil *fig.* 385, qui est très commode. *A* est un vase en ferblanc d'une capacité connue; il communique avec le tube de verre *B*, ouvert par l'extrémité *C* et rempli de chlorure de calcium, par un tube *ab* garni d'un robinet *m*; la partie supérieure du vase *A* est garnie d'un entonnoir à robinet, et sa partie inférieure, d'un robinet de vidange *p*. On remplit d'eau le vase *A* par l'entonnoir, après avoir fermé les deux robinets *m* et *p*; ensuite on ferme le robinet *n*, et on ouvre les deux robinets *m* et *p* : l'air s'introduit par le tube *B* pour remplacer l'eau qui s'écoule. Ainsi, à chaque opération, on fait passer à travers le tube un volume d'air égal au volume du vase. Cette méthode est peu employée, parce qu'il faut mesurer le volume d'air desséché, et opérer sur une grande masse d'air pour que l'augmentation de poids de la substance hygrométrique soit suffisante.

On peut ranger dans cette classe le procédé qui a été employé par les académiciens de Florence. Ils se servaient d'un vase de ver-

re de forme conique, constamment plein de neige, suspendu la pointe en bas ; les vapeurs se condensaient sur la surface extérieure du verre, et l'eau provenant de cette condensation s'écoulait goutte à goutte par le sommet du cône. Ils jugeaient de l'humidité de l'air par la rapidité de l'écoulement.

606. 2me *Méthode.—Par la quantité d'eau évaporée.* L'air à une même température ne pouvant tenir en dissolution qu'une quantité déterminée d'eau, il s'ensuit que la quantité d'eau qui peut s'évaporer d'une même surface dans le même temps dépend de celle qui est déjà en dissolution dans l'air. Nous verrons plus tard en effet que la tension d'un liquide est proportionnelle à la tension maximum de la vapeur à cette température, diminuée de la tension de la vapeur de l'air. On conçoit, d'après cela, que l'on pourrait construire des hygromètres fondés sur l'évaporation ; mais les indications de ces instruments ne seraient pas comparables, à cause de l'agitation de l'air, de l'abaissement de température du liquide provenant de l'évaporation même, et enfin des changements de température.

607. 3me *Méthode.—Par le refroidissement provenant de l'évaporation.* Nous verrons, lorsqu'il sera question des phénomènes qui accompagnent les changements d'état des corps, que l'évaporation spontanée des liquides est toujours accompagnée d'un abaissement de température. Cet abaissement de température provient de la chaleur latente nécessaire à la formation de la vapeur ; il est limité, quoique l'évaporation continue, 1° parce qu'à mesure que l'eau se refroidit, elle rayonne moins sur les corps environnants, tandis qu'elle en reçoit toujours la même quantité de chaleur rayonnante ; 2° parce que la tension du liquide et par conséquent l'évaporation diminue avec sa température ; 3° et enfin parce que l'air par son renouvellement à la surface du liquide, condition nécessaire pour que l'évaporation se continue, cède à l'eau une quantité de chaleur d'autant plus grande que l'eau est plus refroidie. Mais cet abaissement de température est indépendant de la vitesse avec laquelle l'air se renouvelle à la surface du liquide, et reste le même soit que l'air ne se renouvelle que par suite de la légèreté spécifique qu'il acquiert en se saturant ou qu'on le lance vivement à la surface du liquide au moyen d'un soufflet. En effet, la permanence de température suppose nécessairement que la différence des quantités de chaleur absorbées et émises par le liquide est égale à la différence des quantités de chaleur perdues par l'évaporation

et cédées par l'air. Or, on peut considérer la perte de chaleur due à l'évaporation comme proportionnelle à la vitesse de l'air et la représenter par Kv; et, comme la quantité de chaleur abandonnée par l'air est en même temps proportionnelle à la vitesse et à la différence de température t du liquide sur le milieu environnant, cette quantité pourra être représentée par Avt, et, en désignant par Mt le réchauffement du liquide dû au rayonnement des corps environnants, on aura $Mt = Kv - Avt$; d'où $t = Kv : (M + Av)$. Mais la différence de température t étant toujours très petite, M est très petit par rapport à Av; en le négligeant il vient $t = K : A$. Ainsi le refroidissement est sensiblement indépendant de la vitesse de l'air; c'est d'ailleurs ce qui est confirmé par l'expérience.

En outre, le refroidissement maximum doit évidemment augmenter avec la quantité de vapeurs dont l'air peut se charger, et, si on remarque que K est proportionnel à cette quantité, on en déduira facilement qu'il doit en être de même de t.

Mais ce refroidissement maximum doit varier avec la température et la pression suivant des lois inconnues. On conçoit cependant que les faibles variations de pression qui ont lieu à la surface de la terre ne peuvent pas avoir une grande influence, et que, si le maximum de refroidissement dans l'air sec, pour des températures comprises entre les limites de celles qui ont lieu à la surface de la terre, était connue, en agitant à l'air un thermomètre dont la boule serait recouverte d'un linge humide, et observant l'abaissement de température, on pourrait en déduire approximativement l'état hygrométrique de l'air. En effet, en désignant par F la tension maximum de la vapeur à la température de l'observation, par f celle de la vapeur en dissolution dans l'air, par R le refroidissement dans l'air sec à cette température, et par r le refroidissement observé, on aura

$$F : F - f :: R : r; \quad \text{d'où } f = F(R - r) : R.$$

M. Gay-Lussac a déterminé le refroidissement dû à l'évaporation dans l'air sec à différentes températures, par le procédé suivant : l'air était chassé par un gazomètre à pression constante, et se desséchait en passant dans un tube renfermant du chlorure de calcium; de là il passait dans un autre tube où se trouvait un thermomètre qui en donnait la température, puis il était lancé sur la boule d'un thermomètre recouverte d'une batiste légère et humide. Voici les résultats obtenus par ce savant physicien.

TEMPÉRATURE de l'air.	ABAISSEMENT de température	TEMPÉRATURE de l'air.	ABAISSEMENT de température.
0°	5,82	13	10,07
1	6,09	14	10,44
2	6,37	15	10,82
3	6,66	16	11,20
4	6,96	17	11,58
5	7,27	18	11,96
6	7,59	19	12,34
7	7,92	20	12,73
8	8,26	21	13,12
9	8,61	22	13,51
10	8,97	23	13,90
11	9,37	24	14,30
12	9,70	25	14,70

608. M. Leslie a fondé sur le même principe un hygromètre représenté *fig*. 386. Cet appareil n'est qu'une modification du thermomètre différentiel. Une des boules est recouverte d'une étoffe de soie légère, que l'on maintient mouillée au moyen d'un fil plongeant dans de l'eau contenue dans un vase plus élevé et qui sert de siphon. Pour soustraire l'instrument à toute influence étrangère, il faut évidemment que les deux boules aient le même pouvoir rayonnant; pour satisfaire à cette condition, M. Leslie fait la boule nue en verre rouge, bleu ou vert. Il est évident que cet instrument se comporte alors comme un thermomètre ordinaire très sensible.

609. 4me *Méthode. — Par la diminution de volume que l'air doit éprouver pour être amené à la saturation.* La réduction du volume indique le degré de dilatation de la vapeur : car, si l'air devait être réduit à 1/5 de son volume pour être saturé, il est bien évident qu'il renfermait d'abord 1/5 de la quantité de vapeur nécessaire à sa saturation. On pourrait reconnaître l'instant de la saturation par la précipitation de la vapeur; mais ce phénomène serait difficile à observer à cause de la petite quantité de vapeur en dissolution, et du petit volume d'air sur lequel on pourrait opérer. On conçoit d'ailleurs que la pression devrait avoir lieu avec beaucoup de lenteur, afin de ne pas élever la température de l'air. Cette méthode n'a jamais été employée.

610. 5me *Méthode. — Par le refroidissement que l'air doit éprouver pour être amené à la saturation.* La quantité de vapeur qui peut être tenue en dissolution dans l'air décroissant avec la température, on conçoit qu'en refroidissant de l'air non saturé on peut l'amener à la saturation. Cette méthode est d'une exécution facile, parce qu'on peut se dispenser d'opérer sur l'air renfermé dans un vase, qu'il suffit de refroidir un corps plongé dans l'air, et d'observer la température à laquelle la vapeur se précipite sur sa surface extérieure: car, dans ce dernier cas, la pression restant constante, la vapeur se contracte comme un gaz permanent, sa force élastique reste aussi constante, et par conséquent la tension de la vapeur cherchée est égale à la tension maximum à l'instant de la précipitation. Leroy, qui le premier a employé cette méthode, se servait d'un vase de verre plein d'eau, qu'il refroidissait lentement par une addition graduelle d'eau à 0°, jusqu'à ce que la condensation commençât à se manifester sur la surface extérieure. D'après les observations de Dalton, cette précipitation a lieu à une température plus basse de 1/2 degré que celle qui correspond réellement à la saturation. Mais, pour obtenir la température de la saturation d'une manière plus exacte, il faudra noter l'instant où la vapeur précipitée disparaît par le réchauffement de l'eau, et prendre la moyenne entre cette température et celle de la précipitation. La moyenne de ces deux températures donnera plus exactement la température de la saturation que chacune d'elles isolément : car la température de la précipitation est un peu trop basse, et celle de la disparition de la vapeur condensée est un peu trop élevée. Ce moyen peut être considéré comme le plus exact que l'on connaisse : car l'instant de la précipitation de la vapeur peut s'observer avec une grande précision, et la mesure du degré d'humidité de l'air repose sur les indications du thermomètre, qui sont aussi susceptibles d'une grande précision.

611. Pour éviter le soin de chercher par le refroidissement successif de l'eau la température de la précipitation, M. Daniel a construit un petit appareil fort ingénieux que nous allons faire connaître. *a* et *b* (*fig.* 387) sont deux boules de verre mince d'environ 3 centimètres de diamètre, réunies ensemble par un tube de 3 millimètres de diamètre intérieur. Ce tube est recourbé à angle droit sur les deux boules, et la branche *bc* contient un petit thermomètre *de*, dont le réservoir, qui doit être allongé, descend dans la boule *b*. Cette boule doit être remplie d'éther aux deux tiers, et

ne point contenir d'air. On satisfait facilement à cette dernière condition de la manière suivante : le tube capillaire *f* étant ouvert, on chauffe l'appareil et on plonge l'extrémité de ce tube dans de l'éther ; après le refroidissement on fait passer dans la boule *b* le liquide introduit, et on le chauffe sur une lampe de manière qu'il entre en ébullition et que la vapeur sorte par le tube capillaire *f*; on maintient l'ébullition jusqu'à ce que la vapeur ait expulsé l'air de l'appareil; alors on ferme l'orifice *f* au chalumeau. La boule *a* est couverte de mousseline ; le support *gh*, ordinairement en cuivre, porte un thermomètre *kl*, destiné à indiquer la température de l'air.

Pour se servir de cet instrument, on chasse par la chaleur de la main tout l'éther dans la boule *b*, et on le place devant une fenêtre ouverte de manière que la surface du liquide de la boule *b* soit située à la hauteur de l'œil de l'observateur. On verse alors un peu d'éther sur la boule couverte ; le froid produit par l'évaporation extérieure de l'éther produit la condensation des vapeurs d'éther qui se trouvaient dans la boule *a*; cette condensation provoque une distillation de l'éther de la boule *b*, qui alors se refroidit continuellement. L'abaissement de température est très rapide, et le thermomètre commence à descendre deux secondes après que l'éther a été versé. On produit facilement ainsi un refroidissement de 16 à 20 degrés centigrades. Le froid produit dans la boule *b* refroidit l'air qui l'environne; bientôt il est assez grand pour que la vapeur aqueuse de l'air atmosphérique se condense contre la surface de la boule *b*, ce qui a d'abord lieu sur la ligne de niveau de l'éther. Quand ce phénomène se manifeste, on observe la température du thermomètre *cd* : c'est évidemment la température à laquelle il faudrait amener l'air extérieur pour qu'il fût saturé.

Il faut avoir soin de placer l'instrument devant un objet obscur, tel qu'une maison ou un arbre, car on n'apercevrait point le nuage de vapeurs condensées dans un horizon découvert. Dans un temps très humide l'éther devra être versé très lentement sur la boule couverte, car autrement la descente du thermomètre serait si rapide qu'il serait difficile d'observer la température à laquelle la précipitation a lieu. Dans un air très sec la boule doit être humectée plusieurs fois afin de produire le degré de froid nécessaire. Pour obtenir plus exactement la température de la saturation, il faut attendre que tout l'éther se soit vaporisé et que le thermomètre *cd* remonte, noter la température à laquelle la vapeur déposée disparaît

complétement, et prendre la moyenne de cette température et de celle de la précipitation.

612. 6me *Méthode. — Par les changements de formes ou de dimensions que certaines substances organiques éprouvent par l'humidité.* Les différents moyens que nous venons de faire connaître exigent du temps et des expériences; on a cherché à construire des instruments qui, à la simple vue, indiquassent le degré d'humidité de l'air.

613. Un grand nombre de substances minérales, et presque toutes les substances organiques solides, plongées dans l'air humide, absorbent une certaine quantité de vapeur aqueuse, qui dépend de la nature de ces substances et de l'état hygrométrique de l'air; chacune d'elles absorbe une nouvelle quantité de vapeur quand l'air s'approche davantage de son point de saturation, et en restitue quand l'air devient plus sec. Cet effet provient de l'affinité de ces substances pour la vapeur d'eau, et de la tension du liquide absorbé, car l'état hygrométrique d'un corps reste constant quand son affinité pour le liquide qu'il retient est égale à la force avec laquelle ce dernier tend à se vaporiser. Cette absorption ou cette émission d'eau est toujours accompagnée de variations correspondantes dans toutes les dimensions du corps. Les substances organiques homogènes augmentent également de dimension dans tous les sens par l'humidité; mais les filaments organiques éprouvent proportionnellement beaucoup plus d'augmentation de diamètre que d'augmentation de longueur: il suit de là que les substances, telles que le papier, le parchemin, qui sont formées de filaments disposés dans tous les sens possibles, doivent se comporter comme les substances homogènes; que celles qui sont formées de fibres parallèles, comme les bois, éprouvent beaucoup plus d'accroissement perpendiculairement aux fibres que parallèlement à leur direction; et que les corps qui sont formés de fibres tordues, comme les cordes, doivent se gonfler, se raccourcir et se détordre par l'humidité.

604. La force avec laquelle les dimensions des corps varient par l'humidité est très considérable. On a tiré parti de la force avec laquelle les cordes se raccourcissent par l'humidité pour soulever des fardeaux: on attache la corde au fardeau et à un point fixe, on la tend et on la mouille. On emploie la force avec laquelle le bois se gonfle par l'humidité pour détacher les pierres meulières dans les carrières: on fait un sillon profond dans la direction de la fracture que l'on veut produire, et on y met des coins de bois sec

que l'on mouille ensuite. On l'emploie également pour faire des bas-reliefs sur le bois : on imprime d'abord dans le bois, au moyen d'une forte pression, un bas-relief gravé sur métal ; on enlève ensuite avec un rabot toutes les parties saillantes, et on met le bois dans l'eau; les parties qui ont été comprimées se relèvent proportionnellement à la compression qu'elles ont éprouvée.

On a construit des hygromètres avec un grand nombre de substances différentes ; nous décrirons les principaux.

615. Les hygromètres à boyaux sont composés d'une petite corde de même nature que celle que l'on emploie pour les instruments de musique, de quelques centimètres de longueur, fixée par une extrémité, et dont l'autre porte une pièce mobile qui prend différentes directions suivant le plus ou moins d'humidité de l'air. Ces appareils sont plutôt des jouets d'enfants que des instruments de physique.

616. Daniel Wilson a proposé un hygromètre formé d'une vessie de rat remplie de mercure, et ajustée avec un tube de verre capillaire recourbé horizontalement, pour éviter les variations de pression intérieure dans la vessie, dues à celles de la hauteur de la colonne de mercure. Cet hygromètre est très sensible, mais sa marche se complique des effets produits par les variations de température.

617. On emploie aussi des hygromètres formés d'une boule creuse d'ivoire terminée par un tube de verre très capillaire, l'un et l'autre pleins de mercure : ces instruments se graduent en les plaçant successivement dans de l'air sec et de l'air saturé. Ces hygromètres sont affectés par les variations de température, et sont d'ailleurs très paresseux.

618. Une substance, pour être éminemment propre à la construction d'un bon hygromètre, doit être très sensible aux variations d'humidité, inaltérable par le temps, et d'une petite masse, afin que ses indications soient promptes. De toutes les substances connues, les seules qui paraissent satisfaire à ces conditions sont les cheveux et les plaques minces de fanons de baleine. En 1824, M. Pictet a comparé deux hygromètres faits l'un avec un cheveu ordinaire, l'autre avec un cheveu de momie : ces deux instruments ont marché parfaitement d'accord. Les hygromètres à cheveu et à baleine portent les noms de Saussure et de Deluc, à qui la physique doit ces instruments. Nous décrirons avec beaucoup de détails l'hy-

gromètre de Saussure, qui est généralement employé, et nous indiquerons en quoi celui de Deluc en diffère.

649. *Hygromètre de Saussure.* Cet instrument consiste (*fig.* 387) *A* en un cadre de cuivre *ABCD*, dans lequel un cheveu *ab* est suspendu en *a* à une petite pince que l'on peut monter ou descendre par une vis; il est fixé par son autre extrémité à une petite poulie mobile sur son axe et garnie d'une aiguille *mn*, dont l'extrémité parcourt la portion de cadran *pq*; un fil enroulé dans le même sens sur une autre poulie ayant même axe que la première, et solidaire avec elle, porte un petit poids *c* qui sert à tendre le cheveu. Le cheveu, en s'allongeant par l'humidité, et restant toujours tendu par le poids *c*, fait tourner le système des deux poulies, et l'aiguille parcourt alors un nombre de degrés proportionnel à cet allongement. Examinons les détails de construction et le mode de graduation de l'instrument.

Dans leur état ordinaire, les cheveux sont enveloppés d'une matière grasse, qui les soustrait en partie à l'action de l'humidité: alors leur allongement de l'extrême sécheresse à l'extrême humidité est d'environ 1/200 de leur longueur; mais, lorsqu'ils ont été dépouillés de cette matière grasse, ils se dilatent quatre fois plus, c'est-à-dire d'environ 1/50. C'est pourquoi il est important de faire bouillir les cheveux dans de l'eau un peu alcaline, afin de dissoudre la matière grasse qui les recouvre. Saussure les plaçait dans un linge, afin qu'ils ne se mêlassent pas, et employait de l'eau renfermant 1/100 de son poids de sous-carbonate de soude. Les cheveux peuvent alors être conservés indéfiniment.

Le cheveu ainsi préparé et placé dans l'instrument, on le charge d'un poids de trois grains; on colle sur le cadran une bande de papier sur laquelle se trouvent des divisions arbitraires, et on met l'hygromètre dans un récipient qui contient des matières très déliquescentes, telles que de la chaux vive, du muriate de chaux, etc., qui dessèchent complétement l'air. Saussure employait une plaque de tôle qui occupait toute la hauteur de la cloche, et seulement la moitié de sa largeur; il la couvrait de potasse, la chauffait au rouge, et la portait sous la cloche aussitôt qu'elle était suffisamment refroidie. L'hygromètre marche d'abord rapidement, de manière à parcourir 25° dans les 10 premières minutes; mais peu à peu sa marche se ralentit, et il finit par faire à peine un degré en 24 heures. Après trois jours l'hygromètre devient stationnaire, et l'aiguille *mn* reste fixe en un certain point du cadran *pq*, que l'on recon-

naît ensuite facilement à l'aide des divisions tracées sur le cadran de papier, et où l'on marque 0° ou sécheresse extrême.

On peut reconnaître si le cheveu est parfaitement desséché en présentant la cloche aux rayons solaires : car, si le cheveu renferme encore de l'humidité, comme la faculté dissolvante de l'air environnant augmente avec la chaleur, l'hygromètre marchera au sec ; et ce sera le contraire si on refroidit la cloche. Mais, si le cheveu a été complétement desséché, il n'éprouvera par les variations de température que des contractions et des dilatations très petites, et qui seront en sens contraire de celles qu'il manifesterait s'il était encore humide ; une élévation de température le ferait marcher à l'humide et un abaissement au sec. Ainsi on reconnaîtra que le cheveu est parfaitement desséché quand, en chauffant la cloche, le cheveu restera stationnaire ou marchera sensiblement vers l'humide.

Ensuite on place l'hygromètre dans un autre récipient dont les parois sont mouillées, et dont l'air se trouve bientôt saturé d'humidité : l'aiguille marche rapidement, et devient stationnaire en un point où l'on marque 100° ou humidité extrême. Quand les cheveux n'ont pas été trop lessivés, au bout d'une heure, et quelquefois après une demi-heure seulement, ils ont atteint leur maximum d'allongement.

Lorsque l'hygromètre à cheveu a été construit avec beaucoup de soin, on remarque 1° que, placé dans les mêmes circonstances, ses indications sont toujours identiques; 2° que, quelle que soit la température de l'air, s'il est saturé, l'aiguille marque toujours 100°, et s'il est parfaitement sec, l'aiguille s'arrête toujours au zéro de l'échelle (d'après Saussure une variation de température de 33° ne fait varier l'hygromètre que de 3/4 de degré); et enfin que ses indications sont aussi indépendantes de la densité de l'air. On doit conclure de là que l'action hygrométrique du cheveu est constante; que l'effet de la température pour faire varier sa longueur est sensiblement nulle dans les limites de température de l'atmosphère; et enfin que, quelle que soit la température de l'air, pourvu qu'il soit saturé de vapeur, le cheveu s'empare toujours de la même quantité d'eau, puisqu'il s'allonge de la même quantité.

620. M. Babinet a fait à l'hygromètre de Saussure une modification qui le rend plus exact, mais moins commode à observer. Le cheveu est tendu librement par le poids, et on en mesure directement l'allongement en plaçant l'extrémité du poids en face d'un repère : pour cela on fait monter ou descendre le cheveu à l'aide

d'une vis micrométrique qui se trouve à la partie supérieure, et qui porte une aiguille mobile sur un cadran.

621. Dans l'hygromètre de Deluc, le cheveu est remplacé par une bande mince de baleine, détachée à l'aide d'un rabot perpendiculairement aux fibres ; on donne à ces lanières un demi-millimètre de largeur ; du reste la disposition est la même, et la graduation s'effectue de la même manière. Deluc, pour obtenir le terme de l'humidité extrême, plongeait l'instrument dans l'eau ; mais cette méthode est vicieuse : il faut le placer, comme l'hygromètre de Saussure, dans de l'air saturé d'humidité.

L'hygromètre de Saussure et celui de Deluc s'accordent aux points extrêmes de l'échelle, puisqu'on les gradue de la même manière ; mais leur marche n'est point la même, c'est-à-dire que, placés dans le même gaz, leurs indications ne sont point identiques. Dans le voisinage de l'humidité extrême, les variations de l'hygromètre de Saussure sont plus petites que celles de l'hygromètre de Deluc, et le contraire a lieu vers l'extrême sécheresse.

622. Revenons maintenant à l'hygromètre de Saussure. Les indications de cet instrument sont, comme nous l'avons vu, sensiblement indépendantes de la température ; elles marquent seulement la saturation plus ou moins complète de l'air à la température de l'observation. Pour pouvoir déduire de l'observation de cet instrument la force élastique de la vapeur, il faudrait connaître la tension de la vapeur correspondante à chaque degré de l'hygromètre, et cela pour toutes les températures. On pourrait déterminer ce rapport pour une même température en mettant successivement 1, 2, 3, 4, 5.....9, volumes d'air saturé de vapeur d'eau à une même température, avec 9, 8, 7.....1, volumes d'air sec à la même température. On obtiendrait ainsi des volumes égaux d'air contenant 0,1; 0,2; 0,3; .....0,9, de la quantité de vapeur qui se trouve dans l'air saturé : alors, en observant les indications de l'hygromètre dans ces différents mélanges, on aurait pour cette température les quantités de vapeur correspondantes aux indications de l'instrument ; mais ce procédé n'est pas facile à exécuter.

623. M. Dulong a employé une méthode différente. Elle consiste à faire arriver dans un récipient où se trouve un thermomètre et un hygromètre un courant de gaz dont on déterminait ensuite l'état hygrométrique. Pour cela, deux gazomètres contenant l'un du gaz hydrogène, l'autre de l'air, communiquaient chacun par un tube assez long avec un autre qui se rendait dans le récipient contenant

l'hygromètre. Le premier tube, celui du gaz hydrogène, renfermait des linges mouillés ; le second, du chlorure de calcium ; et le tube commun, des fragments de porcelaine destinés à mêler complétement les deux gaz. Les gaz, après avoir traversé le récipient, s'échappaient par un tube qui plongeait dans l'eau, ce qui permettait de les recueillir. On observait les indications de l'hygromètre, et on analysait le gaz sortant. En désignant par V le volume du gaz hydrogène, par V' celui de l'air, $V : V+V'$ était évidemment l'état hygrométrique du mélange. L'évaluation exacte du volume V' de l'air exigeait une petite correction que nous devons indiquer. Le mélange de gaz, ayant été recueilli sur l'eau, était complétement saturé de vapeur d'eau ; mais, en désignant par f la tension maximum de la vapeur à la température de l'observation, par p celle de l'atmosphère, $p - f$ sera celle du mélange des gaz secs : par conséquent le volume de gaz sur lequel on a opéré, et que nous désignons par M, ne renfermait que le volume $M(p-f) : p$ de gaz sec sous la pression p, et par suite le volume d'air sec est égal à $\dfrac{M(p-f)}{p} - V$.

624. M. Gay-Lussac est parvenu à résoudre le problème dont il s'agit pour une température déterminée, celle de 10° centigrades, par un autre moyen extrêmement simple. Il existe des substances qui ont une si grande affinité pour l'eau, qu'elles dessèchent promptement l'air dans lequel elles sont plongées ; mais, lorsqu'elles sont déjà combinées avec une certaine quantité d'eau, cette action hygrométrique diminue ; et, si on augmente progressivement la quantité d'eau qu'elles renferment, elles émettent des vapeurs en quantité croissante pour la même température, et finissent par saturer complétement de vapeur, comme l'eau pure, l'espace environnant. En introduisant alors dans un ballon, où l'on avait placé un hygromètre, des dissolutions dont on avait déterminé d'avance la tension en les faisant passer dans la chambre d'un baromètre, on connaissait la tension de la vapeur correspondante à l'indication de l'hygromètre. C'est ainsi que M. Gay-Lussac a formé le tableau suivant.

TABLEAU.

TABLEAU de la force élastique de la vapeur correspondante aux degrés de l'hygromètre, à la température de 10° centésimaux, exprimée en centièmes de la tension à la saturation.

TENSION de la vapeur.	DEGRÉS correspondants de l'hygromètre.	TENSION de la vapeur.	DEGRÉS correspondants de l'hygromètre.	DEGRÉS de l'hygromètre.	TENSIONS correspondantes de la vapeur.	DEGRÉS de l'hygromètre.	TENSIONS correspondantes de la vapeur.
0	0,00	51	72,94	0	0,00	51	28,58
1	2,19	52	73,68	1	0,45	52	29,38
2	4,37	53	74,41	2	0,90	53	30,17
3	6,56	54	75,14	3	1,35	54	30,97
4	8,75	55	75,87	4	1,80	55	31,76
5	10,94	56	76,54	5	2,25	56	32,66
6	12,93	57	77,21	6	2,71	57	33,57
7	14,92	58	77,88	7	3,18	58	34,47
8	16,92	59	78,55	8	3,64	59	35,37
9	18,91	60	79,22	9	4,10	60	36,28
10	20,91	61	79,84	10	4,57	61	37,31
11	22,81	62	80,46	11	5,05	62	38,34
12	24,71	63	81,08	12	5,52	63	39,36
13	26,61	64	81,70	13	6,00	64	40,39
14	28,51	65	82,32	14	6,48	65	41,42
15	30,41	66	82,90	15	6,96	66	42,58
16	32,08	67	83,48	16	7,46	67	43,73
17	33,76	68	84,06	17	7,95	68	44,49
18	35,43	69	84,64	18	8,45	69	46,04
19	37,11	70	85,22	19	8,95	70	47,19
20	38,78	71	85,77	20	9,45	71	48,51
21	40,27	72	86,31	21	9,97	72	49,82
22	41,76	73	86,86	22	10,49	73	51,14
23	43,26	74	87,41	23	11,01	74	52,45
24	44,75	75	87,95	24	11,53	75	53,76
25	46,24	76	88,47	25	12,05	76	55,25
26	47,55	77	88,99	26	12,59	77	56,74
27	48,86	78	89,51	27	13,14	78	58,24
28	50,18	79	90,03	28	13,69	79	59,73
29	51,49	80	90,55	29	14,23	80	61,22
30	52,81	81	91,05	30	14,78	81	62,89
31	53,96	82	91,55	31	15,36	82	64,57
32	55,11	83	92,05	32	15,94	83	66,24
33	56,27	84	92,54	33	16,52	84	67,92
34	57,42	85	93,04	34	17,10	85	69,59
35	58,58	86	93,52	35	17,68	86	71,49
36	59,61	87	94,00	36	18,30	87	73,39
37	60,64	88	94,48	37	18,92	88	75,29
38	61,66	89	94,95	38	19,54	89	77,19
39	62,69	90	95,43	39	20,16	90	79,09
40	63,72	91	95,90	40	20,78	91	81,09
41	64,63	92	96,36	41	21,45	92	83,08
42	65,53	93	96,82	42	22,12	93	85,08
43	66,43	94	97,29	43	22,79	94	87,07
44	67,34	95	97,75	44	23 46	95	89,06
45	68,24	96	98,20	45	24,13	96	91,25
46	69,03	97	98,69	46	24,86	97	93,44
47	69,83	98	99,10	47	25,59	98	95,63
48	70,62	99	99,55	48	26,32	99	97,81
49	71,42	100	100,00	49	27,06	100	100,00
50	72,21			50	27,79		

Le premier tableau donne les degrés de l'hygromètre correspondants à chaque centième de force élastique maximum de la vapeur, et le second, la force élastique de la vapeur correspondante à chaque degré de l'hygromètre.

Ces tables font voir que l'allongement du cheveu n'est point proportionnel à la quantité d'humidité de l'air : car, si on prend les degrés de l'hygromètre qui correspondent successivement à 0, 1, 2, 3, etc., dixièmes de vapeur, on trouve :

0°.	0,0	79°.	0.6
22	0,1	85	0,7
29	0,2	90	0,8
53	0,3	95	0,9
64	0,4	100	1,0
72	0,5		

625. Les nombres renfermés dans ces tables, ayant été obtenus à la température de 10°, ne sont rigoureusement applicables qu'à cette température : car, pour qu'ils fussent exacts pour toute autre, il faudrait que l'affinité du cheveu pour la vapeur fût indépendante de la température, ce qui probablement n'est pas. Cependant, comme il paraît que les variations que cette force éprouve sont très petites, on pourra, sans erreur sensible, étendre l'usage de ces tables aux températures qui ne seront pas trop éloignées de 10°.

626. Ces tables fournissent un moyen très simple de déterminer le poids de la vapeur renfermé dans un volume d'air donné, lorsqu'on connaît la température et le degré de l'hygromètre. En effet, la température de l'air étant connue, le tableau, page 441, donnera la densité maximum de la vapeur à cette température, et, en multipliant cette densité par la tension de la vapeur correspondante au degré de l'hygromètre, on aura la densité de la vapeur dans l'air. Pour avoir le poids de la vapeur renfermée dans un volume quelconque, il faudra multiplier la densité obtenue par le poids d'un volume d'eau égal au volume cherché. Proposons-nous, par exemple, de déterminer le poids de la vapeur d'eau contenue dans 1 mètre cube d'air à la température de 10°, et à 60° de l'hygromètre. La densité maximum de la vapeur à 10° est 0,00000974 ; à 60° de l'hygromètre, la tension de la vapeur est égale à 0,36 de la tension maximum. Ainsi la densité de la vapeur dans l'air est $0{,}00000974 \times 0{,}36 = 0{,}0000035$; or, un mètre cube d'eau pèse 1000^k, ou 1000000 de grammes : ainsi le poids de la vapeur ren-

fermée dans un mètre cube = 0,0000035 × 1000000 = 3g,5.

617. Si on voulait comparer les quantités absolues de vapeurs correspondantes aux indications de l'hygromètre à des températures différentes, on y parviendrait facilement en cherchant les tensions correspondantes; on pourrait aussi trouver les indications de l'hygromètre à une même température. Supposons, par exemple, que l'on ait observé que dans un certain lieu l'hygromètre marque 50° degrés et le thermomètre 15°, et que dans un autre lieu l'hygromètre marque 60°, le thermomètre 10°, et que l'on veuille savoir quelles seraient les tensions et les indications de l'hygromètre, si la température avait été de 5° dans les deux lieux. La tension maximum de la vapeur à 15° = 0m,012 ; la tension de la vapeur à 50° de l'hygromètre est 0,277 de la tension maximum; ainsi la tension de la vapeur dans le premier lieu est de 0,012 × 0,277 = 0,0033. Si la température s'abaissait de 10°, la pression totale du mélange d'air et de vapeurs restant constante, et la vapeur se contractant comme un gaz, sa force élastique resterait la même; alors, pour obtenir le degré de l'hygromètre, il faut diviser ce nombre par la tension maximum à 5°, qui est 0m,0069, ce qui donne 0,47; la table, page 460, donne alors 70 pour le degré de l'hygromètre. Par des calculs semblables on trouve pour le second cas que la tension de la vapeur à 5° serait de 0m,0034, et que l'hygromètre marquerait 72°.

628. Rarement dans les couches inférieures de l'atmosphère l'hygromètre marque 100°, même quand il pleut. L'indication moyenne de l'hygromètre dans toutes les saisons de l'année est 72. Ainsi la quantité moyenne de vapeur que contient l'air est la moitié de celle qui correspond à la saturation. La limite de sécheresse à la surface de la terre est de 40°; sur le sommet des Alpes, Saussure n'a jamais vu l'hygromètre au dessous de cette limite; l'air renferme alors un peu moins du quart de la quantité d'eau qu'il peut contenir. Mais quand on s'élève dans l'air à une très grande hauteur, on pénètre dans des couches d'air moins humides : dans le voyage aérostatique de M. Gay-Lussac l'hygromètre est descendu à 26°, le thermomètre étant à — 10° ; l'air ne contenait alors que la 8me partie de l'eau qu'il pouvait renfermer.

629. *De la déliquescence.* On dit qu'un corps est déliquescent lorsqu'il absorbe l'humidité de l'air et se liquéfie. La déliquescence dépend de la tension de la vapeur d'eau renfermée dans l'air ; elle

diminue à mesure que l'air s'éloigne de son point de saturation, et cesse complétement pour chaque température lorsque la tension de la vapeur est arrivée à un certain point; au dessous de cette limite, le corps, au lieu d'absorber l'humidité de l'air, en abandonne. Et réciproquement, des corps qui se dessèchent dans l'état ordinaire d'humidité de l'atmosphère absorbent de la vapeur lorsque l'air approche du terme de la saturation : ainsi le sucre devient déliquescent à 95° de l'hygromètre, et une dissolution saturée de sel marin à 87°. La tension de la vapeur à laquelle commence la déliquescence des corps qui renferment de l'eau, tels que les dissolutions salines, les acides liquides, est évidemment égale à la tension de ces corps exposés dans le vide barométrique. On conçoit d'après cela que, si l'on prenait différents sels, déliquescents à différentes tensions, en exposant à l'air ces corps, rangés dans l'ordre de leur déliquescence, l'observation du terme de la série où cesserait la déliquescence ferait connaître la tension de la vapeur; mais comme la limite de la déliquescence de chaque corps dépend de la température, cet appareil, en supposant même qu'on pût facilement reconnaître quand un corps absorbe ou émet de la vapeur, ne pourrait donner des indications exactes que pour la température à laquelle auraient été faites les expériences qui auraient déterminé la tension de la vapeur correspondante à la déliquescence.

§ VI. *Capacités calorifiques.*

630. Tous les corps sous le même poids exigent des quantités inégales de chaleur pour s'échauffer d'un même nombre de degrés du thermomètre. Par exemple, la quantité de chaleur nécessaire pour élever 1 kilogramme d'eau de 0° à 3° serait suffisante pour élever la température d'un même poids de mercure de 0° à 100°. Les quantités relatives de chaleur absorbées par un même poids des corps pour élever leur température d'un même nombre de degrés s'appellent *chaleurs spécifiques*, ou *capacités calorifiques*. Pour mesurer les capacités calorifiques des corps, on est convenu de les rapporter à celle de l'eau, que l'on prend pour unité.

Désormais nous désignerons sous le nom d'*unité de chaleur* celle qui est nécessaire pour élever 1^k d'eau d'un degré du thermomètre centigrade.

631. Dans les différentes méthodes qu'on emploie pour déter-

miner les capacités calorifiques des corps solides et liquides, on admet que ces capacités sont constantes, c'est-à-dire qu'il faut toujours la même quantité de chaleur pour élever d'un même nombre de degrés la température d'un corps, quelle que soit cette température. Cette loi résulte de ce que la température du mélange de deux masses égales d'un même corps à des températures différentes est la moyenne de ces températures. En effet, si on mêle 1 k d'eau à 20°, avec 1 k d'eau à 50°, la température du mélange est 35° : par conséquent la chaleur qui s'est dégagée de la seconde masse pour la refroidir de 15° est égale à celle qui a été absorbée par la première pour s'échauffer du même nombre de degrés; d'où il suit que l'eau absorbe autant de chaleur pour passer de 20° à 35°, que de 35° à 50°. Cette loi n'est cependant pas exacte, car nous verrons bientôt que les capacités croissent avec la température; mais, comme ces accroissements sont très faibles, on peut regarder les capacités comme constantes dans des limites de températures assez étendues.

632. Pour déterminer la capacité calorifique des corps, on peut employer la chaleur qui se dégage pendant un abaissement connu de température à produire un effet qui soit proportionnel à la quantité de chaleur dégagée du corps. De tous les effets produits par la chaleur, celui qui paraît le plus propre à l'objet en question est la fusion de la glace. En effet, ce corps, comme nous le verrons plus tard, fond toujours à la même température; et si l'on soumet une masse quelconque de glace à l'action d'un foyer, la glace ne s'échauffe pas, et toute la chaleur reçue par la glace est employée à la liquéfier. D'après cela, si on pouvait se procurer une sphère creuse de glace, et si on pouvait y placer successivement un même poids des différents corps à la même température, les quantités de glace qu'ils auraient fondues jusqu'à leur entier refroidissement seraient porportionnelles à leur capacité calorifique. L'appareil imaginé par Laplace et Lavoisier, et au moyen duquel ils ont déterminé un grand nombre de capacités calorifiques, est analogue à celui que nous venons de décrire.

Cet appareil se compose (*fig.* 388) de trois boîtes cylindriques concentriques *ABCD, EFGH, IKLM.* La première est en fil de laiton, les deux dernières sont en ferblanc. La première est destinée à recevoir le corps dont on veut mesurer la capacité calorifique; l'espace compris entre la première et la seconde, de même que celui qui est renfermé entre la seconde et la troisième, est rempli de

glace : la boîte *EFGH* communique à l'extérieur par un tuyau vertical dont l'extrémité est garnie d'un robinet *O*; la dernière boîte *IKLM* est également garnie à sa partie inférieure d'un tuyau muni d'un robinet *N*, mais ce tuyau est légèrement incliné à l'horizon. La première et la dernière enveloppe se ferment supérieurement par un couvercle à rebord, qui permet de les couvrir de glace. D'après cette disposition, il est évident que la chaleur provenant du refroidissement du corps renfermé dans la boîte *ABCD*, se portant tout entière sur la glace renfermée dans l'enceinte *EFGH*, qui l'entoure de toute part, sera en totalité employée à en fondre une partie, et aucune autre cause ne pourra concourir avec celle-là pour produire cet effet : car cette glace est environnée par celle que renferme l'enceinte *IKLM*, qui reçoit à elle seule l'action de l'air, et qui maintient l'enveloppe *EFGH* à la même température; et, comme cette dernière enceinte ne communique pas avec la première, l'eau provenant du refroidissement du corps s'écoulera par le robinet *O*, et celle qui résulte de l'action extérieure sortira par le robinet *N*. Ainsi, en introduisant dans le calorimètre un même poids de tous les corps à la même température, les capacités calorifiques de ces corps seront proportionnelles aux quantités d'eau que l'on recueillera par le robinet *O*. Mais, pour obtenir ces nombres, il n'est point du tout nécessaire d'opérer sur des masses égales et à la même température : il suffit de connaître exactement leurs poids et leurs températures initiales, quelles qu'elles soient d'ailleurs; en divisant la quantité de glace fondue par la température du corps à l'instant de son immersion dans le calorimètre, et par son poids, on obtiendra la quantité de glace fondue par l'unité de poids, pour un refroidissement de 1° : car nous avons vu que la chaleur dégagée par un même corps est sensiblement proportionnelle à son refroidissement, et il est évident qu'elle est aussi proportionnelle à son poids.

Quant aux substances liquides, comme il est indispensable de les renfermer dans des vases, il faudra soustraire de la quantité de glace fondue celle qui l'a été par le refroidissement du vase : on obtiendra facilement cette dernière quantité par une expérience dans laquelle on ne mettrait dans la capacité centrale que le vase à la température du liquide qu'on y avait introduit. Ayant ainsi déterminé les quantités de glace fondue par les différents corps en se refroidissant de 1° sous l'unité de poids, il faut diviser ces quantités par celle qui est relative à l'eau; or, d'après les expériences de

Laplace et Lavoisier, 1 k d'eau à 75°, en se refroidissant jusqu'à 0°, fond 1 k de glace : ainsi la quantité de glace qui serait fondue par un refroidissement de $1° = \frac{1\,k}{75} = 0^k,013333$: par conséquent, en divisant par 0,013333 les nombres obtenus pour les différents corps en obtiendra leurs capacités calorifiques.

Il y a dans cette méthode une cause d'erreur dont il est impossible d'évaluer l'influence. Si la température extérieure est au dessous de 0°, quand on introduit la glace dans l'appareil, elle sera sèche, tandis qu'à la fin de l'expérience la glace qui restera sera mouillée : par conséquent toute l'eau provenant de la glace fondue par le refroidissement du corps ne se sera pas écoulée ; si au contraire on introduit la glace quand l'air est à une température supérieure à 0°, elle sera mouillée, et l'eau écoulée se composera en partie de celle qui mouillait la glace ; dans l'un et l'autre cas, il est impossible d'évaluer, même approximativement, la quantité d'eau qui recouvre les morceaux de glace. Pour éviter cet inconvénient M. Gay-Lussac a proposé d'employer un bloc de glace dans lequel on pratiquerait une cavité cylindrique, à l'aide d'un fer chaud ; après avoir desséché cette cavité avec un linge, on y introduirait le corps dont on veut déterminer la capacité calorifique, on fermerait l'orifice avec une plaque de glace, et après le refroidissement du corps on absorberait l'eau formée, avec un linge. L'accroissement de son poids serait le poids de la glace fondue.

633. *Méthode des mélanges.* Si on plonge dans un liquide un autre corps sans action chimique sur lui et à une température différente, la température du mélange dépendra nécessairement des poids des deux corps, de leurs températures primitives et de leurs capacités, et pourra servir à déterminer le rapport de ces dernières, toutes les autres circonstances étant connues. Par exemple, si on mêle 1 k d'eau à zéro avec 1 k de mercure à 100°, la température du mélange sera 3° : par conséquent la quantité de chaleur qui a été abandonnée par le mercure pour se refroidir de 97° a échauffé le même poids d'eau de 3°, la capacité calorifique de l'eau est donc à celle du mercure comme 97 : 3, ou comme 32,33 : 1. Si les poids des corps étaient inégaux, on parviendrait encore facilement à la détermination de la capacité calorifique de l'un d'eux en fonction de l'autre.

En désignant par m et m' les poids des corps, par t et t', leurs températures : par x et y leurs capacités calorifiques, c'est-à-dire les nombres d'unités de chaleur émises par l'unité de poids se refroidissant de 1° ; par T la température du mélange : en supposant t

plus grand que T, le nombre d'unités de chaleur perdues par le corps dont le poids est m sera évidemment $mx\ (t-T)$, et le nombre d'unités de chaleur gagnées par l'autre sera de même $m'y\ (T-t')$: or, comme le second corps n'a gagné que ce que l'autre a perdu, il s'ensuit qu'on a l'équation

$$mx\,(t-T)=m'y\,(T-t');$$

d'où l'on peut facilement tirer la valeur du rapport de x à y.

La détermination des capacités calorifiques par le moyen des mélanges exige plusieurs corrections importantes. La première est relative à la chaleur absorbée par le vase; la seconde au refroidissement qui a lieu pendant que le mélange s'effectue. La première correction peut facilement s'effectuer quand on connaît le poids et la capacité calorifique du vase : en effet, en désignant son poids par m'', sa capacité calorifique par c, et en supposant que sa température soit t', la même que celle du corps le moins chaud, on aura évidemment

$$mx\,(t-T)=m'y\,(T-t')+m''c\,(T-t')=y\left(m'+\frac{m''c}{y}\right)(T-t').$$

Ainsi la formule sera la même que la précédente, en augmentant le poids m' du liquide du poids du vase, multiplié par le rapport de sa capacité calorifique à celle du liquide. Si la capacité calorifique du vase n'était pas connue, on pourrait la déterminer directement au moyen d'une observation préliminaire, dans laquelle on n'introduirait dans le vase qu'un liquide dont la capacité calorifique serait connue.

Quant à l'erreur provenant du refroidissement, on peut la rendre très petite en prenant les poids m et m', ou leurs températures, de manière que celle du mélange diffère peu de celle de l'air, et en effectuant promptement le mélange ; on peut même la détruire presque complétement en abaissant préalablement la température du liquide renfermé dans le vase, de manière qu'à la fin de l'opération elle soit presque exactement celle de l'air : car le mélange prenant dans un temps très court une température très peu différente de sa température finale, le réchauffement ou le refroidissement sera nécessairement très petit.

MM. Petit et Dulong ont fait de nombreuses expériences pour déterminer les capacités calorifiques des corps par la méthode des mélanges. Ils employaient des anneaux plats qui présentaient beaucoup de surface ; leur poids était de 1 à 3 kilogrammes. Les corps étaient échauffés dans l'eau chaude, dans le mercure bouillant ou dans l'huile bouillante ; on employait une masse d'eau telle, que la variation de température ne s'élevait pas au delà de 5° à 6° ; elle était contenue dans un vase de ferblanc supporté par trois pointes ; le thermomètre indiquait des 100es de degré. Dans le dernier mode d'échauffement des anneaux, il restait une couche d'huile adhérente au métal ; mais cette quantité était très petite à cause de la grande fluidité de l'huile à une haute température, et d'ailleurs la correction due à cette cause d'erreur a été calculée en déterminant le poids de l'huile entraînée par l'anneau métallique.

La méthode des mélanges n'est évidemment applicable qu'à la

détermination de la capacité calorifique des corps qui n'exercent l'un sur l'autre aucune action chimique.

634. *Méthode du refroidissement.* Cette méthode, imaginée par Mayer, consiste à renfermer des liquides successivement dans la même enveloppe, à élever leur température d'un petit nombre de degrés au dessus de la température de l'air, et à observer les temps qu'ils mettent à se refroidir d'un même nombre de degrés. Ces temps sont proportionnels aux poids des corps, multipliés par leurs capacités calorifiques, augmentés du poids de l'enveloppe, également multiplié par sa capacité. En effet, partageons le temps t du refroidissement du premier corps en un très grand nombre de parties, de manière que chacune de ces petites parties corresponde à un refroidissement d'une même fraction très petite de degré, m, et le temps t' du second corps en parties proportionnelles aux premières : les corps, pour se refroidir successivement de m, emploieront évidemment des temps qui seront proportionnels aux quantités de chaleur qu'ils devront émettre, ou en raison directe de leur poids et de leurs capacités calorifiques, ou plus exactement en raison directe des sommes des produits du poids de l'enveloppe par sa capacité, et du poids du corps par sa capacité, attendu que, pendant ce refroidissement très petit, on peut considérer la température du corps comme constante. Ainsi ces temps successifs seront dans le même rapport, et les divisions des temps t et t' correspondront à des refroidissements successifs de m. Ainsi les temps t et t' seront dans le même rapport que les fractions que nous avons d'abord considérées ; et, en désignant par p et p' les poids des corps, par c et c' leurs capacités, par p'' et c'' le poids et la capacité de l'enveloppe, nous aurons

$$\frac{t}{t'} = \frac{pc + p''c''}{p'c' + p''c''}.$$

On arrive à la même formule en partant de la loi de Newton sur le refroidissement. formule qui est applicable au cas dont il s'agit, attendu que la différence de température des corps sur celle du milieu environnant est très petite. En effet nous avons trouvé (524), pour la température T d'un corps qui se refroidit après le temps t, la formule

$$\text{Log}\, T = \text{Log}\, A - \frac{at}{M},$$

a étant le refroidissement pendant l'unité de temps pour une différence de température de 1° : or cette quantité a est évidemment en raison inverse de $pc + p''c''$, p, p'', c et c'', ayant la même signification que précédemment. Ainsi on aura

$$\text{Log.}\, T = \text{Log}\, A - \frac{t}{M} \cdot \frac{1}{k\,(pc + p''c'')}\text{ ; d'où } pc + p''c'' - \frac{t}{kM\,(\text{Log}\, A - \text{Log}\, T)}.$$

Pour un autre corps renfermé dans la même enveloppe on aura de même

$$p'c' + p''c'' = \frac{t'}{kM\,(\mathrm{Log}\,A - \mathrm{Log}\,T)}\,;\quad \text{d'où}\ \frac{t}{t'} = \frac{pc + p''c''}{p'c' + p''c''}.$$

Cette méthode s'applique avec la plus grande facilité aux liquides. MM. Petit et Dulong sont parvenus à l'appliquer aux corps solides, en prenant ces corps en poudre et en très petite masse, en employant des vases à surfaces polies, et en opérant dans le vide, afin de ralentir le refroidissement, attendu que l'influence de l'inégale répartition de la chaleur dans la masse qui se refroidit est d'autant plus petite que la masse est elle-même plus petite et le refroidissement plus lent. Ils ont d'ailleurs vérifié l'exactitude de cette méthode, en comparant pour certains corps les résultats obtenus avec ceux qui résultaient de l'emploi de la méthode des mélanges ; l'identité des résultats obtenus par les deux méthodes n'a laissé aucun doute sur l'exactitude de la dernière, quand on prend les précautions convenables.

Voici maintenant le mode d'expérience employé par MM. Petit et Dulong. Les corps dont on voulait déterminer la capacité étaient introduits en poudre dans un petit vase d'argent, dont le centre était occupé par la boule d'un thermomètre très sensible ; le vase d'argent, préalablement échauffé à 15°, était placé dans un vase de cuivre cylindrique, dont la surface intérieure était couverte de noir de fumée : ce vase était placé dans un autre d'une plus grande capacité, renfermant de la glace fondante, et la tige du thermomètre sortait à travers une boîte à étoupe fixée au couvercle du vase de cuivre ; on faisait le vide dans ce vase, et on comptait le temps du refroidissement de 10° à 5°. Les temps se mesuraient avec un bon chronomètre, et les indications du thermomètre s'observaient au moyen d'une lunette horizontale mobile le long d'une tige verticale.

635. Les tableaux suivants renferment les capacités calorifiques des principaux corps solides et liquides.

TABLEAU

Des capacités calorifiques des corps déterminées par Lavoisier et Laplace.

Noms des substances.	*Capacités.*
Eau.	1,0000
Plomb.	0,0283
Mercure.	0,0290

Noms des substances.	*Capacités.*
Etain	0,0475
Oxyde rouge de mercure	0,0501
Fer battu	0,1105
Verre sans plomb	0,1929
Soufre	0,2085
Chaux vive	0,2169
Huile d'olive	0,3096
Acide sulfurique (densité 1,87).	0,3346
Acide nitrique (densité 1,30)	0,6614
Solution de nitre (nitre 1, eau 8). . . .	0,8187

Capacités calorifiques déterminées par la méthode du refroidissement.

Vinaigre.	0,920	Dalton.
Acide nitrique (densité = 1,30).	0,66	Id.
Acide hydro-chlorique (densité = 1,53) . .	0,600	Id.
Acide sulfurique (densité = 1,84)	0,350	Id.
Alcool (densité = 0,81).	0,700	Id.
Id. (densité = 0,793).	0,622	Despretz.
Ether sulfurique (densité = 0,76)	0,660	Dalton.
Id. (densité = 0,715)	0,520	Despretz.
Essence de térébenthine (densité = 0,872) .	0,472	Id.
Bois de pin	0,650	Mayer.
— de chêne.	0,570	Id.
— de poirier.	0,500	Id.
Flint-glass	0,190	Dalton.
Chlorure de sodium.	0,230	Id.

TABLEAU

Des capacités calorifiques déterminées au moyen de la méthode des mélanges, par MM. Petit et Dulong.

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS moyennes entre 0° et 100°	CAPACITÉS moyennes entre 0° et 300°
Eau	1,0000	«
Mercure	0,0330	0,0350
Platine	0,0335	0,0355
Antimoine	0,0507	0,0547
Argent	0,0557	0,0611
Zinc	0,0927	0,1015
Cuivre	0,0940	0,1013
Fer	0,1098	0,1218
Verre	0,1770	0,1900

636. Ce dernier tableau fait voir que les capacités calorifiques des corps solides ne sont pas constantes, et qu'elles augmentent avec la température. Les résultats suivants, relatifs au fer, obtenus également par MM. Petit et Dulong, font voir que la capacité augmente avec la température suivant une loi assez rapide.

Capacité moyenne du fer.

De 0° à 100°	0,1098
De 0° à 200°	0,1150
De 0° à 300°	0,1218
De 0° à 350°	0,1255

637. MM. Petit et Dulong ont découvert une relation extrêmement remarquable entre la capacité calorifique des corps solides simples : elle consiste en ce que, si on multiplie ces capacités calorifiques par le poids relatif des atomes (en prenant celui de l'oxygène pour unité), chacun de ces produits est un nombre constant égal à 0,375. Ainsi les capacités calorifiques des corps sont en raison inverse des poids des atomes ; mais, comme sous le même poids les corps renferment des nombres d'atomes en raison inverse du poids de ces derniers, il s'ensuit que les capacités calorifiques des atomes des corps solides simples sont égales. En effet, désignons par C et C' les capacités de deux corps, par c et c' les capacités des atomes, par p et p' leurs poids, et par n et n' leur nombre dans le même poids, on a

$$C : C' :: p' : p \text{ et } C : C' :: nc : n'c'; \text{ d'où } p' : p :: nc : c'n';$$

mais $p' : p :: n : n'$; donc $c = c'$. Nous verrons bientôt qu'il en est de même pour les gaz.

Le tableau suivant constate le fait important dont nous venons de parler. Les expériences ont été faites par la méthode du refroidissement (624).

TABLEAU

TABLEAU

Des capacités déterminées au moyen de la méthode du refroidissement, par MM. Dulong et Petit.

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS, celle de l'eau étant prise pour unité.	POIDS des atomes.	PRODUIT du poids de chaque atome par la capacité correspondante.
Bismuth.	0,0288	13,30	0,3830
Plomb	0,0293	12,95	0,3794
Or	0,0298	12,43	0,3704
Platine.	0,0314	11,16	0.3740
Étain.	0,0514	7,35	0,3779
Argent.	0,0557	6,75	0,3759
Tellure.	0,0912	4,03	0,3675
Zinc.	0,0927	4,03	0,3736
Cuivre	0,0941	3,957	0,3755
Nickel	0,1055	3,69	0,3819
Fer	0,1100	3,392	0,3731
Cobalt	0,1498	2,46	0,3885
Soufre	0,1880	2,011	0,3780

388. Récemment M. Avogrado a déterminé, par une méthode analogue à celle des mélanges, les capacités calorifiques de plusieurs autres corps simples, qui n'étaient point connues, ou du moins qui n'avaient pas été observées avec assez de précision. Ces corps sont le *carbone*, le *phosphore*, l'*arsenic* et l'*iode*. Ces capacités sont 0,25, 0,385, 0,081, 0,089. Pour que la loi de MM. Petit et Dulong s'accorde avec ces nombres, il faut prendre pour le poids de l'atome de carbone un chiffre double de celui qu'admet M. Berzelius, ou réduire le nombre constant 0,375 à la moitié 0,1875, en prenant pour le poids atomique de tous les métaux la moité du poids que leur attribue M. Berzelius. En adoptant cette dernière manière de satisfaire à la loi en question, on trouve que pour le phosphore le poids de l'atome devrait être réduit à 1/4 de sa valeur suivant M. Berzelius; celui de l'arsenic à 1/2, celui de l'iode à 1/4. En admettant ces nouveaux poids atomiques, il en résulte qu'ils ne sont plus dans le rapport des densités des vapeurs de ces corps, et par conséquent que les molécules d'un gaz doivent être formées de la réunion d'un certain nombre d'atomes, variable d'un corps à un autre, comme beaucoup d'autres phénomènes tendent à le démontrer.

639. M. Newmann et M. Avogrado ont déterminé, séparément et par des méthodes différentes, les capacités calorifiques d'un grand nombre de corps dont les compositions chimiques étaient parfaitement connues. M. Newmann a déduit de ses expériences que le produit de la chaleur spécifique par le poids de l'atome composé est un nombre constant pour chaque classe de composés analogues, mais variable d'une classe à une autre; ou, ce qui revient au même, que la chaleur spécifique des atomes des corps semblablement composés est la même. M. Avogrado a été conduit à une loi plus générale, et qui renferme la première : elle consiste en ce que la capacité d'un corps composé,

multipliée par le poids de l'atome, est égale au nombre constant 0,1875, multiplié par la racine carrée du nombre entier ou fractionnaire des atomes simples que renferme l'atome composé. Mais, pour les corps de même composition atomique, il faut admettre différentes divisions, en 2, 4, etc., de l'atome qui serait résulté immédiatement de l'union des atomes simples composants. Le système de ces divisions étant en général le même pour les corps de même constitution atomique, et pour ces derniers corps le facteur qui multiplie 0,1875 étant aussi constant, il en résulte évidemment, comme cas particulier, la loi de Newmann. Voyez, pour plus de détails, les *Annales de chimie et de physique*, t. 55, p. 80, et t. 57, p. 113.

640. *Capacité calorifique des gaz.* La détermination de la capacité calorifique des gaz présente beaucoup plus de difficulté que celle des corps solides et liquides, non seulement parce qu'elle est très petite, mais parce que la capacité calorifique des gaz peut être considérée sous deux points de vue différents : 1° quand la pression reste la même, et que le gaz, en s'échauffant, peut se dilater ; 2° lorsque le volume reste constant, et que la force élastique augmente avec la température.

641. *Capacité calorifique des gaz sous une pression constante.* Crawford, Laplace et Lavoisier, Leslie et M. Gay-Lussac, se sont successivement occupés de la détermination des capacités des gaz à pression constante par des méthodes différentes, mais qui renfermaient toutes des causes d'erreur difficiles à apprécier. En 1813, MM. de Laroche et Bérard ont entrepris un grand travail sur l'objet en question : c'est de leur mémoire, couronné par l'Institut, que nous avons extrait ce qui suit.

Nous exposerons d'abord le principe sur lequel les expériences ont été fondées. Si on a un vase d'une petite dimension (*fig.* 389), rempli d'eau, isolé dans l'air et renfermant un serpentin, dans lequel on fait circuler successivement différents gaz sous la même pression, à la même température et avec la même vitesse, il est évident que le liquide s'échauffera jusqu'à ce que la perte de chaleur due à son refroidissement dans l'air compense exactement la quantité de chaleur qu'il reçoit du gaz qui passe dans le serpentin ; à cet instant sa température restera stationnaire et son excès sur celle de l'air sera proportionnel à la capacité calorifique du gaz. En effet, si nous désignons par c et c' les capacités calorifiques de deux gaz, par T leur température initiale, par t et t' les températures de l'eau du calorimètre quand l'équilibre est établi, il est évident que les quantités de chaleur perdues dans le même temps, par les mêmes volumes des deux gaz, sont proportionnelles à $c(T-t)$ et à $c'(T-t')$. Ainsi, en désignant par θ la température de l'air, on aura

$$\frac{c\,(T-t)}{c'\,(T-t')}=\frac{t-\theta}{t'-\theta};$$

et, comme $T-t$ et $T-t'$ diffèrent peu, on a sensiblement

$$\frac{c}{c'}=\frac{t'-\theta}{t-\theta}.$$

Cette méthode peut servir à trouver les rapports des capacités des gaz, mais ne peut pas conduire à la détermination de la capacité d'un gaz par rapport à celle de l'eau. Pour ce dernier objet, MM. de Laroche et Bérard ont employé les deux moyens suivants : 1° ils ont fait passer dans le serpentin un courant d'eau chaude très lent, afin qu'il ne produisît guère plus d'effet que le courant d'air chaud; 2° ils ont déterminé par le calcul la quantité réelle de chaleur que le calorimètre, parvenu à sa température stationnaire, perdait dans un temps donné.

Voici le moyen employé pour obtenir un courant uniforme de gaz. Le gaz était renfermé dans une vessie V (*fig.* 390), placée dans un ballon M; le col de la vessie était fixé à un tube D traversant le bouchon du ballon et se rendant au calorimètre. Le gaz était expulsé de la vessie au moyen de l'appareil suivant. Le vase B plein d'air communiquait avec le vase M par le tube C; ce vase était surmonté d'un réservoir A fermé supérieurement, plein d'eau, et garni d'un tube NO ouvert par les deux bouts. Il est évident, d'après ce que nous avons dit (384), que, si on ouvre les robinets de communication, l'air renfermé dans le vase B, tendant à passer dans le vase M avec une force élastique constante, mesurée par la distance de l'extrémité inférieure du tube à air NO à l'extrémité du tuyau d'écoulement, chassera le gaz de la vessie avec une vitesse constante. Pour ne pas perdre de gaz, l'appareil était double, et le gaz, après avoir traversé le serpentin du calorimètre, était reçu dans une vessie V', appartenant à un appareil semblable, d'où il était ensuite expulsé lorsque la première était vide. La figure 391 présente le plan de l'appareil. B et B' sont les deux réservoirs inférieurs des deux gazomètres; le réservoir B est supposé plein d'air, et le réservoir B' plein d'eau. V est la vessie remplie du gaz dont on veut déterminer la capacité calorifique; la vessie V' correspondante est vide; a, b, c, d, e, f, g, h, sont des robinets. Supposons que a, c, f, h, soient seuls ouverts : si on fait marcher le gazomètre B, il sortira du réservoir B un courant d'air régulier qui pénétrera dans le ballon M, où il comprimera la vessie V, de laquelle sortira un courant régulier de gaz qui passera par le tube CDE; la par-

tie *DE*, longue de plus d'un mètre, étant enveloppée d'un tube plus large, *FG*, rempli de vapeur d'eau bouillante fournie par la chaudière *K*, le gaz y prendra à peu près la température de l'eau bouillante. Le gaz en sortant de ce tube passe dans le calorimètre *L*, y dépose sa chaleur, et sort par le tube *NO*, qui le conduit dans la vessie *V'*; il la remplit en chassant l'air du ballon *M'*, qui vient se rendre dans le réservoir *B'* de l'autre gazomètre par un tube qui plonge jusqu'au fond de ce réservoir. Le robinet inférieur *P'* de ce réservoir étant ouvert, et son orifice étant à la hauteur de l'extrémité inférieure du tube, le gaz s'y introduira sans aucun effort, le courant d'eau ayant une vitesse égale à celle du courant d'air. Quand tout l'air du réservoir *B* a été chassé et remplacé par de l'eau, la vessie *V* est vide, le ballon *M* est plein de l'air qui se trouvait précédemment dans le réservoir *B*, la vessie *V'* est pleine de gaz, et le réservoir *B'* est plein de l'air qui se trouvait précédemment dans le ballon *M'*. Si alors on ferme les robinets *a*, *c*, *f*, *h*, qui étaient ouverts, qu'on ouvre les robinets *g*, *e*, *d*, *b*, qui étaient fermés, et qu'on fasse marcher le gazomètre *B'*, l'air sortira du réservoir *B'* par le robinet *g'*; il passera dans le ballon *M'*, pressera la vessie *V'*, en fera sortir le gaz qui arrivera par le tuyau *DE* dans le calorimètre *L*, retournera à la vessie *V*, et chassera l'air du ballon *M*, qui passera dans le réservoir *B*. La cloison *PQ* est destinée à isoler le gazomètre du reste de l'appareil.

On a pris pour température du gaz, à son entrée dans le calorimètre, la moyenne entre la température de la vapeur et celle qui était indiquée par un thermomètre plongé dans le courant de gaz; l'influence du réchauffement du calorimètre due au tuyau qui conduit le gaz avait été déterminée par des expériences préliminaires.

En supposant la pression de $0^m,76$, et toutes les autres circonstances égales, l'excès de la température stationnaire du calorimètre sur celle de l'air extérieur était :

Pour l'air	15°,734
Pour l'hydrogène	14,214
Pour l'acide carbonique	19.800
Pour l'oxygène	15,365
Pour l'oxyde d'azote.	21,246
Pour l'hydrogène bi-carboné	24,435
Pour l'oxyde de carbene	16,270

D'après cela la capacité calorifique de l'air étant	1,0000
Celle de l'hydrogène est	0,9030
Celle de l'acide carbonique	1,2583

Celle de l'oxygène	0,9765
Celle de l'azote	1,0000
Celle de l'oxyde d'azote	1,3503
Celle du gaz oléfiant	1,5530
Celle de l'oxyde de carbone	1,0340

642. MM. de Laroche et Bérard ont vérifié ces résultats par un moyen plus direct et qui repose sur ce principe : si le calorimètre ne se refroidissait pas, et si l'on faisait passer successivement à travers le serpentin des gaz différents à la même température et à la même pression, les capacités calorifiques de ces gaz seraient proportionnelles aux volumes qui auraient dû passer à travers le serpentin pour échauffer d'un même nombre de degrés l'eau qu'il renferme. Mais, comme il est impossible de s'opposer au refroidissement du vase, on le refroidissait d'abord de manière que sa température fût autant au dessous de celle de l'air qu'elle devait être ensuite au dessus; alors, pendant la moitié de l'expérience, le calorimètre était réchauffé par l'air autant qu'il était refroidi dans l'autre moitié : par conséquent tout se passait comme si ce vase ne se refroidissait pas. Par ce moyen on a trouvé pour les capacités calorifiques les nombres suivants :

Air	1,000
Hydrogène	0,893
Acide carbonique	1,311
Oxygène	0,974
Azote	1,000
Oxyde d'azote	1,315
Gaz oléfiant	1,680
Oxyde de carbone	0,983

nombres qui diffèrent bien peu de ceux obtenus par la première méthode.

643. Ces capacités calorifiques sont relatives au même volume ; pour les déterminer sous le même poids par rapport à l'eau, il faut évidemment connaître la capacité calorifique de l'air par rapport à l'eau. Pour la déterminer, MM. de Laroche et Bérard ont employé les deux moyens que nous avons indiqués précédemment. Nous n'insisterons pas sur le premier, qui ne présente que des difficultés d'exécution, mais nous donnerons quelques détails sur le second. Il consiste, comme nous l'avons dit, à mesurer la quantité de chaleur que le courant de gaz chaud communique au calorimètre. Cette mesure peut s'obtenir de deux manières : 1° en calculant la vitesse du refroidissement du calorimètre, lorsque sa température est devenue stationnaire ; 2° en déterminant l'élévation de température

qu'un volume d'air chaud communique au calorimètre. Dans le premier cas on détermine, par des expériences directes, le coefficient de refroidissement du calorimètre, et, par suite, la vitesse du refroidissement à la température où il reste stationnaire; et, comme on connaît le poids de l'eau que renferme le calorimètre, le poids et la capacité calorifique des parties solides qui le composent, ainsi que la quantité de gaz qui passe dans un temps donné, on peut facilement trouver combien la quantité de chaleur produite par un volume donné de gaz en se refroidissant de 1° pourrait élever la température d'un même poids d'eau.

Désignons par X la quantité de chaleur que le calorimètre perd dans le temps T, par A l'excès constant de sa température sur celle de l'air ambiant, et par a la quantité de chaleur qu'il perdrait dans l'unité de temps, pour une différence de température de 1° : nous aurons

$$X = ATa \quad (a).$$

Cette quantité a est précisément celle que nous avons représentée par la même lettre dans le numéro (521).

Cela posé, supposons qu'on observe le refroidissement du calorimètre après qu'on a cessé d'y faire passer le gaz, et qu'après le temps T sa température devienne B : les quantités A, B, T et a seront liées par l'équation

$$\log A = \log B + \frac{aT}{M} \quad (b).$$

Tirant de cette équation la valeur de a, et la substituant dans l'équation (a), il vient $X = AM (\log A - \log B)$.

Dans le second cas il faut connaître le volume et la température du gaz qui élèverait la température du calorimètre d'un certain nombre de degrés au dessus de celle de l'air, le calorimètre ayant d'abord été refroidi d'un même nombre de degrés au dessous de la température de l'air : alors le poids de l'eau, celui du calorimètre, et la capacité calorifique de la matière qui le compose, conduisent facilement au résultat cherché.

Soit m la masse de l'eau, c sa capacité, t sa température primitive, t' sa nouvelle température; m' la masse du serpentin et du vase, c' sa capacité calorifique; v le volume du gaz, d sa densité, x sa capacité en poids, et T sa température initiale : la perte de température du gaz sera

$$T - \frac{t+t'}{2}; \text{ alors on aura } mc(t'-t) + m'c'(t'-t) = vdx\left(T - \frac{t+t'}{2}\right).$$

Nous avons réuni dans le tableau suivant les résultats des expériences de MM. de Laroche et Bérard.

Capacité calorifique de différents gaz sous une même pression.

NOMS DES GAZ.	La capacité calorifique de l'air étant prise pour unité.		La capacité calorifique de l'eau étant prise pour unité.
	A volumes égaux.	A poids égaux.	
Air atmosphérique	1,0000	1,0000	0 2669
Hydrogène.	0,9033	12,5401	0,2936
Acide carbonique.	1,2583	0,8280	0,2210
Oxygène	0,9765	0.8848	0,2361
Azote.	1,0000	1,0318	0,2754
Oxyde d'azote. , ...	1,3503	0,8878	0,2369
Hydrogène carboné..	1,0530	1,5763	0,4207
Oxyde de carbone.	1,0340	1,0805	0,2884
Vapeur d'eau.	1,9600	3,1360	0,8470

644. Il résulte de ce tableau que les capacités calorifiques des gaz simples à pression constante et à volumes égaux sont les mêmes, et, comme il est très probable que tous les gaz à la même température et sous la même pression contiennent dans le même volume le même nombre d'atomes, ou de groupes d'atomes, on est conduit à admettre que les atomes des gaz simples, dans les mêmes circonstances, ont la même capacité, ce qui est une extension de la loi découverte par MM. Petit et Dulong, relative aux corps solides simples (627).

645. *Capacité calorifique des gaz sous un volume constant.* MM. de Larive et Marcet ont essayé de déterminer les capacités calorifiques des gaz sous un volume constant, en mesurant les temps du réchauffement ou du refroidissement d'un même volume de gaz renfermé dans la même enveloppe et sous les mêmes influences, la température du gaz étant déterminée par sa force élastique. Mais ces expériences ne peuvent donner aucun résultat certain, parce que la chaleur abandonnée ou absorbée par le gaz n'est qu'une fraction très petite de celle qui est abandonnée ou absorbée par l'enveloppe, et enfin à cause de l'inégale mobilité des molécules des gaz, d'où résulte un mélange plus ou moins rapide des parties intérieures avec celles qui sont en contact avec les parois de l'enveloppe. La détermination de la capacité calorifique des gaz à volume constant présente de très grandes difficultés, et même paraît impossible par des opérations directes.

Mais comme les capacités à pression constante sont connues, il

suffit évidemment pour déterminer les capacités à volume constant de connaître le rapport de ces capacités. On y est parvenu par deux méthodes différentes, que nous exposerons successivement.

646. *Détermination du rapport des capacités au moyen de la chaleur dégagée par une faible compression.* Supposons que l'unité de volume d'un gaz à t^o soit échauffée sous la même pression d'une petite quantité θ : la chaleur absorbée par le gaz sera $c\theta$, c étant la capacité à pression constante. Supposons maintenant que l'on comprime subitement le volume dilaté pour le ramener à son volume primitif: sa température augmentera de ω, de sorte qu'elle deviendra $t + \theta + \omega$. Si alors, sans permettre au gaz de changer de volume, on le laisse refroidir jusqu'à ce qu'il prenne la température t, sa force élastique deviendra ce qu'elle était d'abord; et, pendant ce refroidissement, le gaz perdra une quantité de chaleur égale à $c'(\theta + \omega)$, c' étant la capacité à volume constant. Ainsi nous aurons

$$c\,\theta = c'\,(\theta + \omega),\ \text{d'où}\ \frac{c}{c'} = 1 + \frac{\omega}{\theta}.$$

Ainsi le rapport de la capacité à pression constante à la capacité à volume constant est égal à l'unité augmentée de la température provenant de la compression du gaz, divisée par la température à laquelle il faudrait élever ce gaz pour lui donner, sous une pression constante, un accroissement de volume égal à la condensation qu'il a éprouvée.

Voici maintenant l'expérience de MM. Clément et Désormes, au moyen de laquelle on peut calculer les quantités θ et ω. Supposons qu'on ait un certain volume d'air, contenu dans un ballon fermé, dont la force élastique et la température soient les mêmes qu'à l'extérieur : si on enlève une petite portion de cet air, et que, après que l'air restant aura pris la température extérieure, on établisse la communication avec l'air extérieur, une portion d'air s'introduira dans le ballon, et dans un temps très court l'égalité de pression s'établira ; et, si on ferme aussitôt les communications, comme l'air intérieur a été comprimé par l'introduction de l'air extérieur, et par suite qu'il s'est échauffé, sa force élastique diminuera. En désignant par P la pression de l'air extérieur, par P' celle de l'air dilaté dans le ballon avant l'établissement de la communication, et enfin par P'' sa force élastique après le refroidissement, on peut déduire des quantités P, P', et P'', les valeurs de θ et de ω ; mais, avant de faire voir comment, nous expliquerons les précautions qui ont été prises pour obtenir les valeurs de P, P' et P'', avec une grande exactitude. La figure 392 représente l'appareil de MM. Clément et Désormes : A est un ballon d'une grande capacité; BC un large tube de cuivre communiquant avec le ballon, garni d'un robinet D, et terminé par une vis au moyen de laquelle on peut mettre la capacité du ballon en communication avec le récipient d'une machine pneumatique ; ce tube est en outre garni d'une tubulure dans laquelle est mastiqué un tube de verre ab ouvert par les deux bouts, plongé par la partie inférieure dans une capsule pleine d'eau, et garni d'une échelle. La hauteur du baromètre donne la valeur de P; la hauteur de la colonne d'eau dans le tube ab, quand l'air du ballon a été dilaté, réduite en mercure et retranchée de la hauteur du baromètre, donne P'; et cette même hauteur, quelques instants après la fermeture du robinet D, également transformée en mercure, et retranchée de la hauteur du baromètre, donne P''. On a employé une colonne d'eau pour obtenir une plus grande précision.

Voyons maintenant comment θ et ω pourront se déduire de P, P' et P''. On peut

évidemment considérer l'air qui est entré dans le ballon comme un piston qui a comprimé l'air qu'il renfermait, et réduit son volume primitif V' à V'' sous la pression P'' : alors, en vertu de la loi de Mariotte, on a $V'P'=V''P''$, et par suite $(V'-V''):V'=(P''-P'):P''$. Ainsi $(P''-P') : P''$ représente la diminution de volume que le gaz a éprouvée pour s'échauffer de ω. Or, si le volume V'' était échauffé de θ^o sous la même pression, l'accroissement de volume serait $a\theta : (1+at)$. Nous aurons donc

$$\frac{a\theta}{1+at}=\frac{P''-P'}{P''}, \quad \text{d'où} \quad \theta=\frac{1+at}{a}\cdot\frac{P''-P'}{P''}.$$

Quant à ω, il faut remarquer que c'est précisément le refroidissement que le gaz a éprouvé pour que sa force élastique passe de P à P''. Or, lorsqu'un gaz sous un volume constant est échauffé d'un certain nombre de degrés, sa force élastique augmente dans le même rapport que son volume sous une pression constante, par la même variation de température. On aura donc

$$P'' : P :: 1+at : 1+a(t+\omega), \quad \text{d'où} \quad \omega=\frac{P-P''}{P''}\cdot\frac{1+at}{a};$$

$$\text{Et par suite} \quad \frac{c}{c'}=1+\frac{\omega}{\theta}=1+\frac{P-P''}{P''-P'}.$$

MM. Clément et Désormes ont trouvé

$$P=0{,}7665,\ P'=0{,}7527 \text{ et } P''=0{,}7629;$$

$$\text{d'où} \quad P-P''=0{,}0036,\ P''-P'=0{,}0102 \text{ et } \frac{c}{c'}=1{,}35.$$

Ces expériences, répétées par MM. Gay-Lussac et Welter, ont donné 1,37244. Ces nombres s'éloignent assez du rapport exact des capacités, qui est 1,42, comme nous allons le voir. Cette méthode n'est pas susceptible d'une exactitude suffisante même pour l'air ; et, appliquée à d'autres gaz, elle présenterait de nouvelles causes d'erreur.

647. *Détermination du rapport des capacités des gaz par la vitesse du son dans ces gaz.* Nous avons vu (398) que la vitesse du son dans l'air était égale à la vitesse théorique, multipliée par la racine carrée du rapport de la capacité de l'air à pression constante à la capacité à volume constant, et qu'il en était de même pour les autres gaz : ainsi tout se réduit, pour déterminer le rapport des deux capacités d'un gaz, à la recherche de la vitesse du son dans ce gaz.

648. Pour l'air atmosphérique les vitesses réelles sont données par les formules

$$v=333\sqrt{(1+t.\,0{,}00375)} \text{ et } v=279{,}331\sqrt{(1+t.\,0{,}00375)}\sqrt{\frac{c}{c'}},$$

$$\text{d'où l'on tire} \quad \frac{c}{c'}=1{,}42.$$

649. Pour un gaz quelconque on a

$$v=\sqrt{\left(\frac{gh\,(1+t.\,0{,}00375)}{d}\right)}\sqrt{\frac{c}{c'}}, \quad \text{d'où} \quad \frac{c}{c'}=\frac{v^2d}{gh\,(1+t.\,0{,}00375)}.$$

Mais la vitesse du son ne peut être déterminée directement que dans l'air atmosphérique : on a donc été obligé, pour l'obtenir dans les autres gaz, d'employer des phénomènes qui dépendent de cette vitesse. Nous avons déjà dit (431) de quelle manière le son rendu par un tuyau d'orgue dépend de la vitesse du son dans le gaz qui fait résonner ce tuyau, et comment de la connaissance du nombre des vibrations produites dans un temps donné, et de la longueur d'une des parties vibrantes, on pouvait déduire la vitesse du son dans ce gaz. En même temps nous avons dit que la vitesse du

son ainsi obtenue n'était point exacte ; mais que la cause qui produisait cet effet agissant de la même manière, quelle que soit la nature du gaz, les nombres que l'on obtenait étaient proportionnels aux vitesses réelles, et par conséquent que l'on pouvait trouver leur valeur en connaissant la vitesse réelle du son dans l'un des gaz ; ou, en d'autres termes, que les résultats des observations donnent exactement le rapport des capacités calorifiques d'un gaz divisé par le rapport de celles de l'air.

650. Nous ne pouvons point entrer ici dans le détail des expériences faites par M. Dulong ; nous renvoyons pour cela au mémoire qui a été publié dans le tome 41 des *Annales de chimie ;* nous rapporterons seulement les résultats obtenus, en opérant sur un même tuyau résonnant successivement avec différents gaz, dans les mêmes circonstances.

NOMS DES GAZ.	VITESSE du son à 0° d'après la formule de Newton.	VITESSE réelle du son à 0°.	RAPPORT des capacités calorifiques du gaz à pression constante et à volume constant.	CHALEUR spécifique à volume constant, celle de l'air étant prise pour unité.
Air atmosphérique .	279,29	333,00	1,421	1,000
Gaz oxygène . . .	266,00	317,17	1,415	1,000
Hydrogène. . . .	1064,80	1269,50	1,407	1,000
Acide carbonique .	226,24	261,60	1,338	1,249
Oxyde de carbone .	283,00	337,40	1,427	1,000
Oxyde d'azote . .	226,00	261,90	1,343	1,227
Gaz oléfiant . . .	281,99	314,00	1,240	1,754

651. On voit, d'après ce tableau, que les capacités calorifiques des gaz simples à volume constant sont égales : nous rappellerons que MM. Laroche et Bérard avaient trouvé que la même identité avait lieu pour les capacités calorifiques des mêmes gaz à pression constante. Les nombres qui représentent les rapports de la capacité calorifique à pression constante à la capacité à volume constant sont plus grands que l'unité, parce que la quantité de chaleur nécessaire pour produire une même élévation de température avec dilatation est toujours plus grande que celle qu'il faudrait pour accomplir la même élévation de température sans changement de volume.

652. *Chaleur dégagée par la compression des gaz.* Si on représente par l'unité la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température d'une masse quelconque de gaz, d'air par exemple, lorsque son volume reste invariable, la chaleur nécessaire pour produire une augmentation de 1° dans la même masse d'air, libre de se dilater sous la pression primitive, serait évidemment 1,421, et son volume augmenterait de 0,00375 ou $\frac{1}{267}$, si on

partait de 0°. Supposons maintenant qu'après avoir subi ce changement de température et de volume, la masse d'air soit instantanément réduite à son volume primitif, sans éprouver aucune perte de chaleur, l'élévation de température qui se manifestera sera entièrement due à la portion de chaleur provenant du seul changement de volume, c'est-à-dire à la quantité de chaleur qu'absorberait la même masse en se dilatant de $\frac{1}{267}$, sans changer de température ; et comme la capacité, sous un volume constant, est prise pour unité, l'excès 0,421 du rapport des capacités sur l'unité sera la mesure de l'effet thermométrique produit dans la masse, sous un volume constant, par la chaleur que dégagerait une compression équivalente à $\frac{1}{267}$. Ainsi la fraction que renferme le rapport de la capacité à pression constante à la capacité sous un volume constant représente l'élévation de température que le gaz à 0° éprouverait par une condensation de $\frac{1}{267}$. Tout ce qui précède se deduit bien simplement de la formule $\frac{c}{c'} = 1 + \frac{\omega}{\theta}$ trouvée à la page 479. Car $\frac{c}{c'} = 1{,}42$, par conséquent $0{,}42 = \frac{\omega}{\theta}$, et $\omega = 0{,}42$ quand $\theta = 1$, c'est-à-dire quand la compression est égale à la dilatation produite par un accroissement de température de 1°.

Il faut bien remarquer que l'élévation de température 0°,42 pour une compression de $\frac{1}{267}$ n'a lieu qu'autant que le gaz est à la température 0°. Si le gaz était à une température quelconque, et à une pression aussi quelconque, comme le rapport des capacités est constant, l'accroissement de température 0,42 aurait lieu pour une compression égale à la dilatation qui résulte de l'accroissement de température de 1°, c'est-à-dire pour une compression de $\frac{1}{267+t}$. En effet, si dans la formule $\frac{V'}{V} = \frac{1+at'}{1+at}$ on fait $t' = t + 1$ et $a = \frac{1}{267}$, on trouve $\frac{V'-V}{V} = \frac{1}{267+t}$. On voit, d'après cela, que la détermination de la chaleur dégagée par la compression des gaz est un problème compliqué.

Si on désigne par θ et θ' les températures d'une même masse de gaz correspondantes aux pressions p et p', et aux densités d et d', la quantité de chaleur qu'elle contient restant la même, et par k le rapport des capacités, on a, d'après Laplace,

$$p' = p\left[\frac{d'}{d}\right]^k, \text{ et } \theta' = (267+\theta)\left[\frac{d'}{d}\right]^{k-1} - 267.$$

653. Le briquet à air est fondé sur la chaleur que les gaz dégagent par la compression. Cet appareil se compose d'un cylindre creux, fermé par un bout, dans lequel se meut un piston ; on place un morceau d'amadou dans une petite cavité pratiquée sous le pis-

ton, et on l'abaisse rapidement dans le cylindre; la chaleur dégagée par la compression subite de l'air renfermé dans le cylindre enflamme l'amadou.

Si on suppose l'air réduit seulement à $\frac{1}{5}$, $d' = 5\,d$, et on aura

$$\theta' - \theta = 221 + (0,83)\,\theta.$$

Ainsi l'augmentation de température sera d'autant plus grande que la température primitive sera plus élevée.

654. La quantité de chaleur dégagée des gaz par la compression ne paraît être égale que pour les gaz simples, puisque dans ceux-là seulement le rapport des deux capacités est le même; mais cette égalité subsiste pour tous: car la chaleur dégagée est égale à l'élévation de température multipliée par la capacité à volume constant, et on trouve que pour tous les gaz cette quantité est la même.

En effet, pour une compression de $\frac{1}{267}$ du volume primitif, l'accroissement de température d'un gaz à 0° est représenté par la partie décimale du rapport des deux capacités; on trouve alors pour la chaleur totale dégagée les résultats suivants :

Pour l'acide carbonique. . .	$0,338 \times 1,249 = 0,42$;
Pour l'oxyde d'azote. . . .	$0,343 \times 1,227 = 0,42$;
Pour l'hydrogène carboné . .	$0,240 \times 1,754 = 0,42$.

On peut même se servir de cette loi pour déterminer les capacités à volumes constants, en connaissant seulement le rapport des deux capacités. En effet, en désignant par C et C' les deux capacités de l'air, par c et c' celles d'un gaz quelconque, par A et a les parties décimales du rapport des capacités pour l'air et le gaz, on a

$$\frac{C}{C'} = 1 + A,\quad \frac{c}{c'} = 1 + a,\quad \text{et}\quad A : a :: c' : C';$$

$$\text{d'où}\qquad c' = \frac{AC'}{a},\quad \text{et}\quad c = \frac{AC'}{a}(1 + a).$$

En prenant les capacités C et C' de l'air pour unité, il faudra diviser la valeur de c' par C', et celle de c par C, ce qui donnera

$$c' = \frac{A}{a},\quad \text{et}\quad c = \frac{A(1 + a)}{a\,(1 + A)}.$$

D'après cela nous pouvons admettre comme une loi démontrée 1° que les volumes égaux de tous les fluides élastiques, pris à une même température et sous une même pression, étant comprimés ou dilatés subitement d'une même fraction de leur volume, dégagent ou absorbent la même quantité absolue de chaleur; 2° que les variations de température qui en résultent sont en raison inverse de leurs capacités calorifiques à volume constant. Cette loi si remarquable a été découverte par M. Dulong.

655. *Variations des capacités calorifiques des gaz.* M. Gay-Lussac a reconnu, par le mode d'expériences dû à MM. Clément et Desormes, que le rapport de la capacité calorifique à pression con-

stante, à la capacité du même gaz à volume constant ne change pas avec la pression et la température. L'identité de la vitesse du son à Quito sous une pression de $0^m,554$ avec celle qui résulte des expériences faites à Paris sous une pression de $0^m,76$ démontre que dans ces deux circonstances le rapport des capacités calorifiques ne change pas, et par conséquent confirme la loi que nous venons d'énoncer.

656. Quant aux changements que la capacité, à pression ou à volume constant, éprouve par les changements de pression ou de température, on n'a fait que peu d'expériences à cet égard; cependant elles suffisent pour faire voir dans quel sens la variation a lieu. En effet, M. Gay-Lussac, en observant la température du mélange de deux masses d'air égales, élevées à des températures différentes, a reconnu que cette température était constamment plus élevée que la température moyenne. Par exemple, l'une des masses étant à 0°, et l'autre à 40°, le mélange possède une température supérieure à 20°; or, si la capacité de l'air à pression constante était indépendante de la température, le mélange devrait être à 20°; par conséquent, si sa température est plus élevée, il en résulte que la quantité de chaleur dégagée par l'abaissement de température de la masse chaude de 40° à 20° est plus grande que celle qui est nécessaire pour élever la même masse de 0° à 20°. Ainsi la capacité augmente avec la température.

657. C'est à MM. de Laroche et Bérard qu'on doit les seules expériences qui aient été faites relativement à l'influence de la pression sur la capacité calorifique. Ils ont employé les mêmes moyens que pour la détermination des capacités sous la pression ordinaire; mais les gazomètres ont exigé une modification que nous allons rapporter. Les expériences n'ayant été faites que sur l'air, on a supprimé les ballons intermédiaires M et M' et les vessies V et V' (*fig.* 390); c'était alors l'air des gazomètres qui passait dans le calorimètre. Pour obtenir une grande pression, on a élevé les gazomètres A et A' (*fig.* 393), et on a soudé aux robinets P et P' un tube en forme d'Y renversé : les deux branches se réunissent en un tube commun HH, qui s'élève verticalement et vient s'ouvrir au dessus d'un baquet X. Dans cet appareil, la hauteur $H'H$ de l'extrémité supérieure du tuyau H_1 au dessus de l'orifice des robinets P et P' déterminait la pression que le gaz avait à supporter : elle était de $3^m,44$. Il est facile de concevoir que les gazomètres ainsi modifiés doivent marcher comme ils le faisaient avant. En compa-

rant le résultat obtenu pour l'air sous la pression ordinaire à celui de cette expérience, on a trouvé que les chaleurs spécifiques étaient : : 1 : 1,2396, les densités étant : : 1 : 1, 3583 : ainsi la capacité calorifique des gaz augmente avec la pression, mais dans un plus petit rapport.

658. *Capacités calorifiques des vapeurs.* MM. de Laroche et Bérard ont déterminé la capacité calorifique de la vapeur d'eau par un procédé analogue à celui qu'ils avaient employé pour les gaz : cette détermination n'a point été faite sur la vapeur seule, mais sur un mélange d'air atmosphérique et de vapeur, tel que, non seulement l'air n'était pas saturé avant son passage à travers le calorimètre, mais qu'il ne l'était même pas après. On obtint ainsi un résultat qui était produit par le refroidissement de la vapeur et par celui de l'air : alors, en connaissant la tension de la vapeur, on pouvait facilement en déduire sa capacité calorifique. MM. de Laroche et Bérard ont trouvé pour la capacité calorifique de la vapeur d'eau sous une pression constante 1,9600, c'est-à-dire presque le double de celle de l'air atmosphérique. Depuis, M. Dulong, par des expériences qui n'ont point encore été publiées, a trouvé que le rapport des capacités calorifiques de la vapeur d'eau, à pression constante et à volume constant, était à peu près 1,5.

§ VII. *Phénomènes qui se développent dans les changements d'état des corps.*

Passage de l'état solide à l'état liquide.

659. Un corps solide peut passer à l'état liquide par deux causes différentes : par un foyer de chaleur, ou par une action chimique. Dans le premier cas, le corps s'échauffe jusqu'à la température de sa fusion; mais, arrivée à ce terme, sa température reste constante jusqu'à la fusion totale, parce que toute la chaleur reçue par le corps solide est employée à sa liquéfaction, et devient latente dans le liquide formé.

660. Quand la liquéfaction d'un corps a lieu par une action chimique, il se produit un froid plus ou moins considérable : car un corps, pour passer à l'état liquide, absorbant beaucoup de chaleur qui devient latente dans ce nouvel état, si un foyer de chaleur ne fournit pas cette quantité de chaleur, elle sera enlevée au corps lui-même et aux corps environnants, dont par conséquent la température baissera. On conçoit maintenant pourquoi presque tous les sels, en se dissolvant dans l'eau, produisent du froid, et pourquoi

un mélange de sel marin et de glace, corps qui par leur action chimique se fondent mutuellement, produit un froid si considérable. Les effets de tous les mélanges frigorifiques sont fondés sur ce principe.

Température de la fusion de différents corps.

NOMS DES SUBSTANCES.	DEGRÉS DU PYROMÈTRE.	DEGRÉS CENTÉSIMAUX.
Mercure	»	— 39,0
Huile de térébenthine	»	— 10
Glace	»	0
Suif	»	33,33
Acide acétique	»	45
Sperma-ceti	»	49
Stéarine	»	40 à 43
Acide margarique	»	55 à 60
Cire non blanchie	»	61
Cire blanchie	»	68
Acide stéarique	»	»
Phosphore	»	43
Potassium	»	58
Sodium	»	90
Alliage de 5 plomb, 3 étain, 8 bismuth	»	100
— 2 plomb, 3 étain, 5 bismuth	»	100
Iode	»	107
Soufre	»	109
Alliage de 5 bismuth, 1 plomb, 4 étain	»	118,9
— 1 étain, 1 bismuth	»	141,2
— 3 étain, 2 plomb	»	167,7
— 2 étain, 1 bismuth	»	167,7
— 8 étain, 1 bismuth	»	200
Etain	»	210
Bismuth	»	256
Plomb	»	260
Zinc	»	360
Antimoine	»	432
Cuivre	27	»
Or	32	»
Cobalt	130	»
Acier	130	»
Fer	130	»
Nickel	160	»
Manganèse	160	»
Colombium	170	»
Molybdène	170	»
Chrome	170	»
Tungstène	170	»
Argent pur	»	999
Argent allié avec 1/10 d'or	»	1048

661. *Calorique de liquidité.* On peut déterminer la quantité de chaleur qui devient latente dans la liquéfaction des corps solides

par les procédés que nous avons indiqués pour trouver leur chaleur spécifique. Supposons, par exemple, qu'il s'agisse de trouver le calorique de liquidité de l'étain par la méthode des mélanges. En versant un poids connu d'étain, fondu à la température de sa fusion, dans une masse d'eau dont on connaît le poids et la température, l'accroissement de température de l'eau proviendra de la quantité de chaleur émise par la solidification de l'étain sans abaissement de température, plus de celle abandonnée par l'étain solide pour se refroidir de la température de la fusion à celle du mélange; cette dernière quantité pouvant se déduire de la capacité calorifique de l'étain, la première s'obtiendra ensuite facilement. Le corps sera évidemment à une température qui ne dépassera pas celle de sa fusion, lorsqu'il aura été pris dans une masse qui ne sera pas fondue en totalité, ou qui aura commencé à se solidifier.

Désignons par m le poids du corps en fusion; par t sa température, que nous supposerons celle de la fusion; par m' le poids de l'eau, augmenté de celui qui représente la matière du vase qui la contient; par t' la température de l'eau, par T celle du mélange, par c la capacité calorifique du corps à l'état solide, et enfin par x le calorique de liquidité cherché, nous aurons

$$mc(t-T)+mx=m'(T-t'),\quad \text{d'où}\quad x=\frac{m'(T-t')-mc(t-T)}{m}.$$

Le tableau suivant donne le calorique de liquidité de quelques corps solides.

NOMS des substances.	TEMPÉRATURE de leur fusion.	TEMPÉRATURE que le calorique absorbé donnerait à une masse d'eau égale.
Glace	0°	75°
Sperma-ceti	56	82,222
Cire d'abeilles	60	97,22
Etain	219	277,77

Passage de l'état liquide à l'état solide.

662. Ce phénomène peut avoir lieu, ou par une source de froid, ou par une action chimique. Dans le premier cas, il y a permanence de température dans la masse liquide depuis le commencement de la congélation jusqu'à la solidification totale de la masse : ainsi, par exemple, lorsque l'on place de l'eau dans une atmosphère à plusieurs degrés au dessous de zéro, elle se congèle; mais la tem-

pérature de l'eau est permanente tant qu'il en reste encore à congeler. Dans le second cas, il y a émission de chaleur : ainsi, lorsque l'on jette de l'eau sur la chaux vive, elle est solidifiée, et il se développe une grande chaleur.

663. *Phénomènes particuliers que présente la congélation de l'eau.* L'eau présente dans sa congélation différents phénomènes singuliers que nous devons examiner ici. Nous avons déjà dit que l'eau dont la température s'abaisse continuellement ne se contracte que jusqu'à 4° environ, et qu'au dessous de cette température le liquide se dilate toujours davantage jusqu'au terme de la congélation, époque à laquelle il prend subitement un grand accroissement de volume ; cet accroissement est de 0,07 de son volume à zéro.

On peut constater l'existence d'un maximum de densité de l'eau à une température supérieure à 0°, et déterminer en même temps la température correspondante, par les différentes méthodes que nous allons exposer.

1° On prend un vase de verre cylindrique (*fig.* 394), environné d'un mélange frigorifique dans sa partie moyenne : l'eau se congèle à sa partie supérieure, et se trouve évidemment, à la partie inférieure, au maximum de densité.

2° On place dans une chambre à 15° environ un vase de verre rempli d'eau à 0°, et renfermant deux thermomètres, l'un à la partie supérieure, l'autre à la partie inférieure (*fig.* 395). Le vase s'échauffant par les parties latérales et inférieures, tant que l'accroissement de température produit un accroissement de densité, les parties échauffées se réunissent au fond du vase, et le thermomètre qui s'y trouve placé indique une température plus élevée que l'autre ; mais, quand l'accroissement de température diminue la densité, il s'établit des courants qui répartissent uniformément la chaleur : alors le maximum de densité a lieu quand les deux thermomètres commencent à indiquer la même température.

3° On prend un large tube terminé par un tube très capillaire, recourbé (*fig.* 358) ; on le remplit exactement d'eau à différentes températures, on le pèse en recueillant l'eau qui s'échappe pendant les pesées, et en tenant compte de la dilatation du vase.

4° On emploie un thermomètre à eau très sensible, construit comme nous l'avons indiqué (556). La courbe *MNP* (*fig.* 395 *A*) étant tracée de manière que les ordonnées représentent les volumes apparents du liquide correspondants aux températures marquées par les abscisses, en menant la

ligne *AZ*, dont les ordonnées représentent les dilatations du volume du vase à zéro, les volumes réels du liquide seront proportionnels aux ordonnées de la courbe prolongées jusqu'à la ligne *AZ* : alors, pour obtenir la température correspondante au maximum de densité ou au minimum de volume, il faudra mener à la courbe *MNP* une tangente parallèle à *AZ*, et par le point de tangence une perpendiculaire sur *AX*, dont le pied indiquera la température cherchée.

5° On pèse dans un vase plein d'eau à différentes températures une boule de verre lestée, et soutenue par un fil très fin ou un cheveu, et on corrige les pesées de la dilatation du verre; on construit une courbe dont les abscisses représentent les températures, et les ordonnées les poids; en lui menant une tangente parallèle au premier axe, on trouve facilement la température correspondante au maximum de poids. Il serait plus avantageux de remplacer cette construction graphique par certaines formules d'interpolation.

Par la seconde méthode, Hobbe, physicien anglais, a trouvé successivement 3°,33 et 3°,88; par la troisième, Tralès a obtenu 4°,35; Gilpins et Blagden 3°,88; par la cinquième, Lefebvre Gineau 4°,44; Hallestrum 4°,1; et enfin, récemment, par la quatrième, M. Despretz a obtenu 4°. On peut regarder ce dernier chiffre comme exact, à moins de 1/100 de degré.

664. Lorsqu'on observe le volume de l'eau renfermée dans des vases de différentes substances, ayant la forme d'un thermomètre (*fig.* 396), le maximum de densité apparent a lieu à des températures qui dépendent de la dilatation de la matière du vase : car, si *MNP* (*fig.* 397) est la courbe dont les ordonnées représentent les volumes réels correspondants aux températures représentées par les abscisses, en menant au dessus de *AX* la ligne *AZ*, dont les ordonnées représentent les dilatations du vase, il est évident que les distances de la courbe *MNP* à la droite *AZ* seront les volumes apparents du liquide dans le vase, et que le maximum apparent de densité, étant donné par une tangente à la courbe parallèle à *AZ*, sera d'autant plus élevé au dessus de la température du maximum vrai, donnée par la tangente parallèle à *AX*, que *AZ* sera plus incliné, c'est-à-dire que la dilatation du vase sera plus grande. D'après Dalton, le maximum de densité apparent de l'eau dans des vases de flint-glass, de fer, de cuivre, de laiton, d'étain et de plomb, se manifeste aux températures 4°,222, 4°,667, 6°,00, 6°,222, 6°,664, 7°,778.

665. Il résulte des expériences de M. Ermann fils : 1° que l'eau salée d'une densité de 1,027 (c'est la densité moyenne de l'eau de mer) n'a point de maximum de densité au dessus de sa congélation ; quand sa température baisse, la densité augmente tant que l'état liquide subsiste ; 2° que l'eau salée dont la densité est de 1,020 n'a également point de maximum de densité, ou du moins n'a pas un maximum sensiblement éloigné de 1°,25, température de sa congélation ; 3° qu'une dissolution de sel marin de 1,01 de densité a un maximum de densité, mais plus bas que l'eau pure ; il a lieu à 1°,50 : ainsi il paraissait que le mélange du sel marin faisait reculer le point du maximum de densité, et enfin le faisait entièrement évanouir. Mais, d'après des expériences récentes de M. Despretz, toutes les dissolutions salines ont un maximum de densité dont la température s'approche d'abord d'autant plus du terme de la congélation que la quantité de sel dissout est plus grande, et qui ensuite se produit à des températures décroissantes au dessous de celle du changement d'état, et ne peut par conséquent être observé qu'autant qu'on prend les précautions nécessaires pour refroidir la dissolution au dessous de la température de la congélation, sans pourtant qu'elle change d'état. Ainsi, par exemple, une dissolution de sel marin qui se congèle à —4°,3 a son maximum de densité à —16°,5.

666. *Force de dilatation de l'eau dans la congélation.* La force avec laquelle l'eau en se congelant tend à augmenter de volume est très considérable : elle est évidemment égale à la pression qu'il faudrait faire éprouver à la glace pour diminuer son volume de 0,07. Aussi, lorsque les vases dans lesquels la congélation a lieu sont fermés, ou seulement terminés par un orifice étroit, les vases sont brisés, et cette force d'expansion est même capable de briser les enveloppes les plus résistantes, telles que des canons de fer.

Le major Williams, étant à Québec pendant un hiver rigoureux, renferma de l'eau dans une bombe d'un pied de diamètre, et la ferma hermétiquement avec un tampon de bois enfoncé à coups de marteau ; il exposa ensuite cette bombe à l'air, qui était à —28° : la congélation de l'eau eut lieu après quelque temps, et le tampon de bois fut lancé avec une très forte explosion à plus de 400 pieds ; il sortit de la bombe un mamelon de glace de 8 pouces de longueur.

C'est à l'augmentation de volume de l'eau dans la congélation qu'est due l'action de la gelée sur les plantes : lorsque ce liquide, renfermé dans les tubes capillaires dont elles sont formées, vient à

se congeler, l'augmentation de volume brise ces enveloppes et détruit complétement leur système organique.

C'est encore à l'expansion de l'eau dans la congélation qu'est due l'action destructive de la gelée sur les pierres; le délitement de pierres gelives provient uniquement de la congélation de l'eau qui en a pénétré les pores. M. Bérard a trouvé récemment le moyen de reconnaître les pierres gelives; il suffit pour cela d'en plonger un fragment dans une dissolution de sulfate de soude, qui, en cristallisant, produit le même effet que la gelée.

Le bismuth et la fonte de fer jouissent également de la propriété d'augmenter de volume en se solidifiant; c'est cet accroissement de volume qui produit la perfection du moulage de la fonte et la rupture des tubes de verre dans lesquels on fait fondre le bismuth.

667. L'eau pure, privée d'air par une récente ébullition, et refroidie d'une manière continue, peut être amenée jusqu'à 6° au dessous de zéro sans se congeler, et même jusqu'à 12°, si, sa surface étant recouverte d'une légère couche d'huile, elle est renfermée dans un tube ne contenant que de l'air très dilaté ; mais alors la présence du plus petit fragment de glace ou le plus léger mouvement vibratoire décide à l'instant la cristallisation, et le thermomètre remonte à zéro. Pour comprendre comment ce phénomène peut avoir lieu, considérons de l'eau à zéro : il y a équilibre entre les forces qui tendent à produire la congélation et celles qui retiennent la masse à l'état liquide; mais un très petit abaissement de température ne serait pas suffisant pour déterminer instantanément la congélation de toute la masse, parce qu'il faut vaincre l'inertie des molécules, et que, par le seul fait de la congélation, il y a émission de chaleur : par conséquent il faudra nécessairement, pour que la congélation puisse avoir lieu au même instant dans toute la masse, qu'elle soit à une température assez basse au dessous de zéro pour que la chaleur dégagée par la congélation totale n'élève pas cette masse au dessus de zéro. Mais elle peut avoir lieu partiellement à zéro : car alors, la chaleur dégagée se dissipant lentement, la masse ne s'échaufferait pas ; et, s'il n'en est pas toujours ainsi, la cause en est probablement dans l'inertie des molécules, qui pour être vaincue exige ou la présence de quelques fragments de glace déjà formés, qui, par leur attraction sur les molécules voisines, les forcent à se réunir à eux, ou un mouvement vibratoire qui, agitant inégalement le liquide, rapproche inégalement les molécules et établit des centres de cristallisation.

L'eau privée d'air par l'ébullition peut être refroidie au dessous de zéro plus que celle qui renferme de l'air ; la différence est de 5 à 6 degrés centigrades. L'eau contenant de l'acide carbonique se congèle toujours à zéro ; il en est de même des eaux qui ne sont pas limpides. Il paraît que l'abaissement de température que l'eau peut éprouver au dessous de zéro sans se congeler augmente à mesure que l'eau est renfermée dans des tubes d'un plus petit diamètre : cette circonstance est très favorable à la végétation, et explique pourquoi l'eau renfermée dans les plantes ne se congèle qu'à une très basse température.

Il résulte de ce qui précède que la température de la congélation d'un liquide ne peut pas s'obtenir directement ; il faut toujours prendre pour cette température celle de la fusion du corps congelé qui n'éprouve aucune variation.

Passage de l'état liquide à l'état de vapeurs.

668. La formation des vapeurs peut avoir lieu par une source de chaleur ou par la tension que possèdent les liquides à toutes les températures. Dans le premier cas, le vase peut être ouvert ou fermé ; et, quand il est fermé, la pression que supporte le liquide, et qui résulte de la force élastique de l'air et de la vapeur que renferme le vase, peut être plus grande ou plus petite que la pression de l'atmosphère.

669. *Vaporisation d'un liquide renfermé dans un vase ouvert et soumis à un foyer de chaleur.* Lorsqu'un liquide renfermé dans un vase ouvert est soumis à l'action d'un foyer de chaleur, le liquide s'échauffe, sa surface émet une quantité croissante de vapeurs dont la force élastique augmente avec la température, et enfin, lorsque la force élastique de ces vapeurs peut soulever le poids de l'atmosphère, elles se forment dans l'intérieur même de la masse, et s'élèvent en globules qui viennent crever à la surface. Ce phénomène a été nommé *ébullition.* Lorsque le liquide est arrivé à l'ébullition, sa température reste constante jusqu'à ce que toute la masse soit évaporée : par conséquent toute la chaleur reçue du foyer est employée à former de la vapeur, et elle y est latente, car la vapeur est à la même température que le liquide. Ce phénomène est analogue à celui que présente la fusion des corps solides.

670. L'ébullition d'un liquide ayant lieu lorsque la force élastique de ses vapeurs est égale à la pression atmosphérique, il en ré-

sulte que la température de l'ébullition doit suivre les variations du baromètre : c'est ce qui existe en effet. Par exemple, au sommet du Mont-Blanc, dont la hauteur est de 4775^m au dessus du niveau de la mer, l'eau entre en ébullition à environ 84°. Il est facile de déterminer la température à laquelle l'eau entrerait en ébullition sous une pression donnée, au moyen de la table, p. 441 : ainsi, sous une pression de 5 millimètres, l'eau entrerait en ébullition à 0°. Mais comme les variations du baromètre dans un même lieu sont très faibles, elles ne produisent pas ordinairement des changements bien sensibles dans cette température.

On peut vérifier l'influence de la diminution de pression sur la température de l'ébullition en mettant un vase plein d'eau, d'alcool ou d'éther, sous une cloche reposant sur le plateau d'une machine pneumatique; l'ébullition se manifeste à une raréfaction de l'air d'autant plus grande que la température est plus basse : on fait ainsi facilement bouillir de l'alcool et de l'éther à la température ordinaire.

On peut aussi vérifier le fait que nous venons d'énoncer par une expérience qui n'exige point l'usage d'une machine pneumatique. On fait bouillir de l'eau dans un ballon, on enlève le ballon du feu, l'ébullition cesse; alors on le ferme avec un bouchon, on le retourne, et on verse de l'eau froide sur le fond du ballon avec une pipette ou avec une éponge (*fig.* 398) : le refroidissement condense la vapeur qui occupe l'espace situé au dessus de l'eau, la pression diminue, et l'ébullition se manifeste avec activité.

Cette ébullition de l'eau à une basse température se produit dans de petits appareils que font les opticiens : ce sont de petites boules de verre réunies par un tube (*fig.* 399); l'appareil renferme une certaine quantité d'eau, et tout l'air en a été expulsé; quand on tient l'instrument verticalement, la boule inférieure dans la main, l'ébullition se manifeste aussitôt.

671. Lorsqu'un vase renfermant de l'eau à une certaine hauteur est soumis par sa partie inférieure à l'action d'un foyer de chaleur, le liquide s'échauffe uniformément jusqu'à la température de l'ébullition, à cause des courants qui se produisent et qui répartissent uniformément la température; mais l'ébullition commencera à se manifester à la surface, parce que la température de l'ébullition de cette couche est moins élevée que celle des couches inférieures, attendu que le liquide de la surface ne supporte que la pression de l'atmosphère, tandis que les couches inférieures supportent en ou-

tre le poids de toutes les couches supérieures. A partir de cet instant la température des couches inférieures va en augmentant jusqu'à une certaine limite pour chacune d'elles, limite d'autant plus élevée que la couche est plus profonde : alors, quand l'état de température de la masse liquide est permanent, la température est croissante de la surface au fond, et les vapeurs se dégagent de tous les points de la masse. A cet instant les vapeurs qui partent du fond ou des différentes couches se dilatent et se refroidissent en traversant les couches supérieures, et sortent nécessairement de la masse à 100° sous la pression de l'atmosphère.

672. Le frémissement qui précède toujours l'ébullition provient de l'ébullition à la surface du liquide, qui précède toujours l'ébullition de la masse. Il résulte de ce qui précède que, si une chaudière avait 32 pieds de profondeur, la tension de la vapeur au fond de la chaudière devrait être de deux atmosphères : par conséquent les couches inférieures seraient à 122°, tandis que les couches supérieures seraient seulement à 100°.

673. *Phénomènes singuliers que présente l'ébullition des liquides dans des vases ouverts.* On a reconnu que l'eau bout dans des vases de verre et de porcelaine à une température plus élevée que dans des vases métalliques ; mais la vapeur d'eau est toujours à la même température, quelle que soit la nature du vase.

On peut reconnaître l'influence des métaux pour abaisser la température de l'ébullition par l'expérience suivante. On fait bouillir de l'eau dans un vase de verre, puis on l'enlève du feu ; l'ébullition cesse, et on la rétablit en y jetant de la limaille de fer ou de tout autre métal. La différence de température de l'ébullition dans des vases métalliques et dans des vases de verre peut aller jusqu'à 1° et même 1° 1/2. Dans un vase de verre la température de l'ébullition est de 101°,232 ; en y introduisant du verre pilé elle descend à 100°,329, et en y mettant de la limaille de fer elle se fixe à 100°. Cependant, quand l'eau est constamment agitée, elle bout à 100° dans les vases de verre comme dans les vases métalliques.

674. Lorsque l'eau bout dans le verre, l'ébullition a lieu par intermittences ; il se forme de grosses bulles de vapeurs, et le vase éprouve des mouvements brusques très sensibles qu'on nomme soubresauts ; mais, quand on met dans le vase des matières pulvérulentes, l'ébullition a lieu tranquillement et d'une manière continue : les parcelles métalliques réussissent mieux que celles des autres substances. Dans le verre il y a des liquides qui bouillent beau-

coup plus péniblement encore que l'eau, tel est, par exemple, l'acide sulfurique; les bulles de vapeurs se forment à de longs intervalles, soulèvent la cornue et la font souvent casser; on remédie à cet inconvénient en mettant dans la cornue des fragments de platine.

D'après M. Legrand, les métaux en limailles qui ont le plus d'efficacité pour empêcher les soubresauts de l'eau dans le verre sont le zinc et le fer; quelques sels, même en petite quantité, préviennent ces accidents; d'autres les favorisent; le tartrate neutre de potasse jouit à un haut degré de cette dernière propriété.

Il est évident que les soubresauts proviennent de ce que la température de l'ébullition peut être élevée, comme la température de la congélation peut être abaissée : on peut comprendre que l'inertie des molécules du liquide soit la cause de ces deux phénomènes; mais on ne comprend pas, pour celui dont il s'agit, comment la nature du vase peut avoir de l'influence.

675. *Phénomènes que présentent les liquides dans des vases métalliques incandescents.* En 1756, Leidenfrost découvrit le phénomène suivant : si dans une capsule polie, de fer, d'argent ou de platine, chauffée au rouge blanc, on laisse tomber plusieurs gouttes d'eau, elles se réunissent en une seule qui tourne rapidement sur elle-même, et s'évapore d'autant plus lentement que la température de la capsule est plus élevée. D'après une expérience de Klaproth, 6 gouttes d'eau tombées successivement dans une capsule de fer poli et au rouge blanc, qui se refroidissait à l'air, ont duré, la première 40", et les autres, 20", 6", 4", 2", 0" : ainsi la durée de l'évaporation a diminué à mesure que la température s'abaissait. M. Dobereiner a reconnu que ces phénomènes avaient également lieu avec l'alcool, l'éther et les huiles essentielles; M. Munke a constaté qu'ils ne se manifestaient pas avec les huiles grasses. Récemment M. Laurent a trouvé que les acides sulfurique, nitrique, hydro-chlorique et tartrique, la potasse, l'ammoniaque, l'hydro-chlorate d'ammoniaque, le sel marin, l'alun, etc., en dissolution dans l'eau, produisent les mêmes phénomènes que l'eau; et que les gouttes liquides sur le métal incandescent étaient dans un état vibratoire qui leur donnait la forme d'une étoile à un nombre pair, mais variable, de rayons, et enfin que la température des gouttes d'eau était celle de leur ébullition.

La lenteur de l'évaporation dans les circonstances dont il s'agit provient de deux causes : de ce que le liquide ne mouille pas le métal, et de ce que les rayons de chaleur émanés du métal, étant à une

très haute température, traversent la goutte d'eau en n'éprouvant qu'une faible absorption.

Le liquide ne mouille pas le métal, c'est ce qui résulte de la forme même de la goutte; et il s'ensuit que la goutte ne doit toucher immédiatement le métal en aucun point, et que partout elle doit en être séparée par une lame d'air, à la vérité très mince, mais suffisante pour empêcher le contact immédiat : ce que nous avons dit (179) ne peut laisser aucun doute à cet égard. Alors la communication de la chaleur n'a plus lieu que par le rayonnement; et, comme pour des rayons émanés d'une source à une température aussi élevée l'eau n'a qu'un faible pouvoir absorbant, il est tout simple que l'évaporation soit très lente. On conçoit facilement que, le pouvoir absorbant de l'eau augmentant à mesure que la température du métal diminue, et la cause quelconque qui s'oppose à ce que le liquide mouille le métal ayant une influence décroissante avec sa température, la quantité de vapeur formée dans le même temps doit augmenter avec le refroidissement de la capsule.

Quant aux mouvements des gouttes, ils résultent bien évidemment des réactions qui se produisent par le dégagement même de la vapeur aux points où ce dégagement a lieu, et qui doivent aplatir les gouttes, tantôt dans un sens, tantôt dans un autre.

676. Cette explication repose sur l'existence d'une cause qui empêche le liquide de mouiller le métal, et qui est d'autant plus influente que le métal est à une température plus élevée. Elle réside très probablement dans une force répulsive qui se manifeste entre les corps échauffés, et qui augmente rapidement avec leur température; du moins les expériences de M. Perkins, que nous allons rapporter, ne semblent pouvoir s'expliquer qu'en admettant l'existence de la force répulsive dont il s'agit. Un générateur à vapeur en bronze étant fendu sur une grande partie de sa longueur, à une très haute température rien ne sortait par la fente, mais elle livrait passage à un jet d'eau lorsque la température était peu supérieure à 100°. On pouvait supposer que l'absence du jet à une haute température provenait de la dilatation du métal qui fermait la fente; mais, en perçant le générateur d'un trou de 1/8 de pouce de diamètre, et y adaptant un canon de fusil de 3 pieds de longueur, terminé par un robinet, on a reconnu que le robinet ne donnait point d'eau lorsque la pression intérieure était de 50 atmosphères, et qu'avec une pression beaucoup plus petite l'eau en sortait avec une grande vitesse. En parlant des flammes, nous verrons des phéno-

mènes qui ne paraissent également explicables qu'en admettant une force répulsive entre les corps échauffés.

677. *Influence des substances en dissolution dans l'eau sur la température de son ébullition.* L'eau qui ne renferme que des substances en suspension bout toujours à la même température, quelles que soient la nature et la quantité de ces substances. Mais les substances en dissolution changent toujours la température de l'ébullition de l'eau ; on ne connaît aucune substance solide qui abaisse cette température ; toutes l'élèvent d'une quantité variable avec leur nature et la quantité combinée avec l'eau ; mais la vapeur d'eau qui s'échappe de ces dissolutions est toujours à 100°, quoiqu'elle se produise à des températures beaucoup plus élevées. Ce fait a été reconnu par l'expérience, et il résulte nécessairement de ce que les vapeurs, en se développant dans le liquide même, se dilatent jusqu'à ce que leur force élastique devienne celle de l'atmosphère, et par conséquent se refroidissent immédiatement jusqu'à 100°.

Températures de l'ébullition de différents liquides sous la pression ordinaire.

Éther sulfurique	37,8
Carbure de soufre	47,0
Alcool	79,7
Dissolution saturée de sulfate de soude	100,7
— d'acétate de plomb	102,0
— de muriate de soude	106,9
— de muriate d'ammoniaque	114,4
— de nitre	115,6
— de tartre	116,7
— de nitrate d'ammoniaque	125,3
— de sous-carbonate de potasse	140,0
Huile de térébenthine	157,0
Phosphore	290,0
Soufre	299,0
Acide sulfurique	310,0
Huile de lin	316,0
Mercure	360,0

678. Pour déterminer la température de l'ébullition du mercure au moyen de la dilatation du mercure lui-même, MM. Petit et Dulong se sont servis d'un vase de verre plein de mercure, et surmonté d'un tube capillaire de 6 centimètres de longueur. Le vase était plongé jusqu'à l'origine du tube dans le mercure bouillant, et on a comparé le poids du mercure que renfermait le vase à la tem-

pérature de l'ébullition du mercure à celui du mercure qui remplissait le même vase à 0°; alors, connaissant la dilatation apparente du mercure dans le verre, on en a déduit la température de l'ébullition du mercure sur sa propre échelle. Dans l'expérience que nous venons de rapporter, le mercure renfermé dans le tube ne formait pas la dix-millième partie de la masse totale : par conséquent on avait pu sans inconvénient ne pas tenir cette tige plongée dans le mercure; la colonne liquide qu'elle contenait produisait alors sur la masse de mercure submergée une pression qui l'empêchait d'entrer en ébullition.

679. *Evaporation et distillation sous la pression atmosphérique.* Lorsqu'on soumet un liquide à la vaporisation dans un vase ouvert, on se propose toujours de séparer deux ou plusieurs substances que renferme le liquide, substances qui doivent être les unes fixes, les autres volatiles, ou toutes volatiles, mais à des températures différentes. Lorsqu'on a pour objet de recueillir seulement les substances fixes, l'opération porte le nom d'*évaporation* ou de *concentration ;* lorsqu'au contraire le but est de recueillir les substances volatiles, ou du moins celles qui se volatilisent à la plus basse température, l'opération porte le nom de *distillation.* La disposition générale des appareils d'évaporation se conçoit facilement : ainsi nous donnerons seulement quelques détails sur ceux qui servent à la distillation.

Ces appareils sont composés de deux parties distinctes : d'un vase où le mélange est échauffé et où se forment les vapeurs du liquide que l'on veut recueillir, et d'un autre vase dont la forme est très variable, qui porte le nom de *réfrigérant*, et où se condensent les vapeurs qui se forment dans le premier. Dans les expériences de laboratoire, le réfrigérant se compose d'un ballon (*fig.* 400), nu ou recouvert de linges mouillés : dans le premier cas, le refroidissement est seulement produit par le contact de l'air. Lorsque l'opération se fait sur une plus grande échelle, le réfrigérant a ordinairement la forme d'un serpentin, et il est placé dans un vase plein d'eau qu'on renouvelle d'une manière continue, ou seulement de temps en temps.

Quand le mélange renferme plusieurs corps volatils, sans action chimique l'un sur l'autre, chacun d'eux produit des vapeurs dont la densité et la force élastique peuvent se calculer d'après la théorie des mélanges de gaz et de vapeurs, qui est applicable aux mélanges de vapeurs seulement, car la somme des forces élastiques des

vapeurs émises par les différents corps devra être égale à celle de l'atmosphère, et les tensions des vapeurs sont proportionnelles à celles des liquides à la température de l'ébullition du mélange : c'est, par exemple, ce qui a lieu quand on distille un mélange d'eau et d'essence de térébenthine. Mais, quand les corps ont de l'affinité, les phénomènes deviennent bien plus compliqués, parce que, en supposant même que les vapeurs n'aient aucune action, celle que le liquide exerce sur elles ne leur permet plus de se trouver dans le même rapport : c'est, par exemple, ce qui arrive pour des mélanges d'eau et d'alcool, les vapeurs contiennent plus d'alcool que si l'eau et l'alcool étaient sans action. Dans le cas que nous considérons, en réitérant les distillations et fractionnant les produits, les premières portions de liquide qui passent dans chaque opération sont de plus en plus riches en alcool; mais il est évident qu'il serait impossible d'obtenir ainsi de l'alcool complétement privé d'eau.

La distillation ne peut jamais s'effectuer qu'à la température de l'ébullition, parce qu'à une température inférieure la vaporisation n'ayant lieu que par le renouvellement de l'air qui est en contact avec la surface du liquide, et ce renouvellement n'existant pas dans les appareils disposés comme ceux dont il est question, aussitôt que la totalité de l'air qu'ils renferment est saturé, l'évaporation s'arrête.

Au moyen des appareils (*fig.* 401 et 402) on rend bien évident le fait dont il est question. Tous deux sont en verre et hermétiquement fermés : le premier contient de l'eau ou un liquide très volatil et de l'air; le second contient le même liquide, mais il a été purgé d'air. En faisant passer tout le liquide dans la boule *a* et la chauffant un peu, et en refroidissant la boule *b*, il se produit une distillation dans l'appareil vide, et aucune dans celui qui renferme de l'air, du moins tant que la température n'a pas été assez élevée pour produire l'ébullition dans ce dernier.

Dans tous les appareils de distillation et d'évaporation la quantité de vapeurs formée dans un temps donné est proportionnelle à la quantité de chaleur qui passe à travers la chaudière; elle dépend par conséquent de la quantité de combustible consommée et de l'étendue de la partie de la chaudière qui est chauffée directement; elle est indépendante de la masse du liquide et de l'étendue de sa surface libre. Mais dans le cas de l'évaporation à une température inférieure à l'ébullition, la surface libre du liquide doit être

en rapport avec la surface de la chaudière et la quantité de combustible consommé, quand la température du liquide ne doit pas dépasser une température assignée.

680. *Ébullition à des pressions supérieures à celles de l'atmosphère.* Il résulte évidemment de l'influence de la pression sur la température de l'ébullition que nous avons constatée (659) que, si on augmentait progressivement la pression à laquelle un liquide est soumis, son ébullition n'aurait lieu qu'à des températures croissantes. On peut effectuer cette augmentation de pression en faisant dégager la vapeur à l'extrémité d'un tube qui plonge dans l'eau ou dans un liquide, ou qui est fermé par un obstacle quelconque, par exemple par une soupape à ressort ou à poids. On pourrait aussi produire le même effet en consommant d'une manière quelconque moins de vapeur qu'il ne s'en forme : car la vapeur en excès augmenterait progressivement la force élastique de l'atmosphère intérieure qui pèse sur l'eau, et élèverait continuellement la température de l'ébullition ; mais cette élévation de température du liquide ne pourrait avoir lieu, comme nous le verrons bientôt, que jusqu'à une certaine limite, au delà de laquelle la totalité de la masse liquide se transformerait en vapeurs qui occuperaient toute la capacité du vase.

681. La force élastique des vapeurs qui se forment dans des vases clos croissant avec une grande rapidité à mesure que la température s'élève, il en résulte que les vases clos dans lesquels on soumet des liquides à l'action de la chaleur doivent être très forts, et capables de supporter une grande pression. Mais quelle que soit leur résistance, si rien ne limitait la température à laquelle le vase peut être élevé, il arriverait nécessairement une époque à laquelle la force expansive de la vapeur l'emportant sur la résistance du vase le briserait avec une violente explosion, et projetterait au loin ses débris.

682. Pour limiter la température que doit recevoir le vase, non seulement quand il est exactement clos, mais quand il doit fournir de la vapeur à différentes tensions, on emploie différents procédés que nous allons décrire. Le plus simple et le plus souvent usité consiste en une soupape adaptée à la partie supérieure du vase, et qui est pressée de dehors en dedans par un ressort ou un poids dont la force est égale à la pression que la vapeur exerce de dedans en dehors, à la température que l'on ne veut pas dépasser. Pour peu que la température excède cette limite, la soupape est

soulevée, la vapeur s'échappe, et la force élastique de celle qui se forme dans la chaudière devient stationnaire, pourvu cependant que l'orifice d'écoulement soit assez grand pour laisser écouler toute la vapeur qui se forme sous la pression à laquelle la soupape s'est soulevée, condition qui, pour être remplie, exige qu'on connaisse la quantité de vapeurs qui se forme dans un temps donné, et la vitesse d'écoulement de la vapeur en fonction de sa température et de sa force élastique. La vitesse d'écoulement de la vapeur se détermine de la même manière que celle des gaz comprimés (352).

La figure 403 représente la coupe d'une soupape de sûreté dans sa plus grande simplicité : elle est composée d'un bouchon cylindrique, garni d'un petit rebord placé dans une ouverture de même forme; il est traversé par la tige *mn*, qui supporte les poids dont elle doit être chargée, et qui passe à travers une douille qui sert à en diriger le mouvement. Dans les chaudières des machines à vapeur les soupapes sont pressées au moyen d'un levier mobile autour d'une de ses extrémités, qui s'appuie sur la soupape par la partie moyenne, et dont l'autre extrémité est chargée d'un poids dont on fait varier l'effet en changeant sa position sur la tige (*fig.* 404). Le calcul du poids de la soupape dans chaque cas particulier est extrêmement simple. Supposons, par exemple, que l'on veuille fournir de la vapeur sous une pression de 23 atmosphères : si la soupape a un centimètre carré, la pression de la vapeur sera égale au poids d'une colonne de mercure ayant $0^{mc},0001$ de base et $23 \times 0^{m},76$, ou 1748 centimètres de hauteur, dont le volume est 1748 centimètres cubes : or, comme 1 centimètre cube d'eau pèse 1 gramme, et que la densité du mercure est 13,56, il en résulte qu'un centimètre cube de mercure pèse $13^{g},56$, et par conséquent que le poids de la soupape doit être de $1748 \times 13^{g},56 = 23^{k},702$. Quelquefois, outre les soupapes de sûreté, on pratique sur la surface des chaudières des ouvertures circulaires, sur lesquelles on soude des plaques d'alliage fusible à la température que l'on ne veut pas dépasser.

683. *Marmite de Papin.* On emploie souvent dans les laboratoires un appareil désigné sous le nom de *marmite de Papin.* Cet appareil, dont on se sert pour soumettre des corps dans l'eau ou un liquide quelconque à une très haute température, est composé (*fig.* 405) d'un vase de fonte ou de cuivre *ABCD*, terminé supérieurement par un rebord sur lequel s'applique un couvercle *M* pressé par une vis dont l'écrou est percé dans un cadre de fer qui

s'engage par ses extrémités sous les rebords A et B du vase; le couvercle est garni d'une soupape de sûreté a.

684. Pour soumettre les liquides à une température correspondante à 2 ou 3 atmosphères, on emploie des appareils plus simples, qui diffèrent de la marmite de Papin principalement par l'épaisseur des parois et par le mode d'application du couvercle. Le mode de fermeture suivant est un des plus ingénieux : la marmite, dont la forme est très variable, est percée supérieurement d'une ouverture elliptique; le couvercle, de même forme, a ses deux axes plus grands d'un ou deux centimètres; on l'introduit dans la marmite en présentant son petit diamètre au grand diamètre de l'ouverture de la marmite, ensuite on le retourne et on l'applique contre les bords inférieurs de l'ouverture; deux petits arrêts servent à le maintenir dans cette position; aussitôt que la vapeur se forme dans la marmite, elle serre le couvercle par sa force élastique, et la fermeture est d'autant plus parfaite que la vapeur a une plus grande tension.

685. L'écoulement de la vapeur formée sous une grande pression présente un phénomène fort singulier : lorsqu'on ouvre la soupape d'une chaudière à vapeur, et qu'on place la main à 1|2 mètre de l'ouverture et dans le courant de vapeur on sent peu de chaleur; ce phénomène provient de la dilatation que la vapeur éprouve en pénétrant dans l'atmosphère, dilatation qui, en vertu de la vitesse acquise, dépasse celle qui correspond à la pression de l'atmosphère et qui en diminue beaucoup la température. On conçoit d'après cela que, si de la vapeur, ou un gaz comprimé, se dégageait sous une très grande pression et à une température peu élevée, l'abaissement de température provenant de son expansion pourrait être très grand. Nous reviendrons sur ce sujet en parlant des sources de froid.

686. Nous avons dit que, lorsque l'on échauffait un liquide renfermé dans un vase clos, l'atmosphère de vapeur qui se formait retardait continuellement l'ébullition jusqu'à une certaine température, à laquelle toute la masse se transformait en vapeurs. Il est évident que la température en question est celle pour laquelle la densité de la vapeur est égale à la densité du liquide multipliée par le rapport du volume du liquide à celui du vase. Ce fait a été constaté par M. Cagniard de la Tour; ce physicien a reconnu que l'éther se vaporisait en vase clos à 150° dans un espace moindre

que le double de son volume, et produisait une pression de 70 atmosphères; que le sulfure de carbone se vaporisait à 210° en produisant une pression de 37 atmosphères. L'alcool et l'eau ont présenté les mêmes phénomènes. La température du changement d'état n'a point été déterminée; mais on a reconnu que le premier de ces liquides produisait une pression de 119 atmosphères en se vaporisant dans un espace à peu près trois fois plus grand, et le second a presque toujours brisé les tubes dans lesquels les expériences ont été faites : à cette haute température l'eau dépolit le verre en s'emparant de l'alcali qu'il renferme. L'appareil était composé de deux tubes de verre de différents diamètres disposés comme dans un baromètre à siphon, mais les deux extrémités étaient exactement fermées. La branche la plus courte renfermait du mercure et le liquide; la plus longue était pleine d'air; l'appareil était chauffé dans un bain d'huile ou de mercure dont on mesurait la température avec un thermomètre à mercure ou à air. La pression se déduisait du raccourcissement de la colonne d'air, au moyen de la loi de Mariotte et de celle de M. Gay-Lussac. Ces expériences présentent beaucoup de danger, à cause de la rupture fréquente des tubes; l'appareil doit être renfermé dans des cages de toile métallique, et il est prudent de se servir de masques de verre.

687. *Vaporisation et distillation à une pression inférieure à celle de l'atmosphère.* Si un liquide contenu dans une chaudière fermée, placée sur un foyer, était en communication avec une pompe à air en mouvement, l'air serait d'abord aspiré, et ensuite la vapeur à mesure qu'elle se formerait; alors la pression éprouvée par le liquide pourrait être très petite, et l'ébullition aurait lieu à une température d'autant plus basse que la pompe aspirerait un plus grand volume de vapeurs. Cette disposition est employée dans certaines raffineries de sucre pour concentrer les sirops. On y trouve le triple avantage d'opérer rapidement, sans le contact de l'air, et à une basse température, circonstances très favorables pour éviter la transformation du sucre en mélasse. On obtiendrait évidemment le même effet si la chaudière communiquait avec un vase fermé dans lequel on ferait une injection d'eau froide, ou qui serait environnée d'eau froide; mais il faudrait que la totalité de l'air que renfermaient primitivement la chaudière et le condensateur eût été expulsée : on y parvient facilement en faisant passer un courant de vapeur pendant quelques instants au travers de ces deux capacités

Cette dernière disposition est maintenant employée dans un grand nombre de raffineries.

688. *Vaporisation spontanée des liquides.* Nous avons maintenant à examiner les phénomènes qui accompagnent la vaporisation des liquides qui ne sont point soumis à l'action d'un foyer de chaleur, et qui a lieu par la tension qu'ils possèdent à toutes les températures. Il est évident que la vaporisation, dans le cas que nous considérons, abaissera la température de la masse liquide : car, les vapeurs renfermant une grande quantité de calorique latent, ce calorique devra être pris dans le liquide et dans les corps environnants. Si l'air et les corps environnants ne communiquaient pas continuellement de la chaleur au liquide, son refroidissement pourrait être indéfini ; mais sa température devient stationnaire lorsque la perte de chaleur due à l'évaporation se trouve compensée par le rayonnement des corps extérieurs et l'échauffement dû au contact de l'air. Des expériences nombreuses constatent ces résultats théoriques.

Lorsqu'on met sur la main des corps très volatils, tels que de l'alcool, de l'éther, leur vaporisation est accompagnée d'une sensation de froid. Quand on environne la boule d'un thermomètre d'une petite éponge ou d'un linge imbibé d'un liquide volatil, le thermomètre descend d'un grand nombre de degrés. Le refroidissement serait encore bien plus considérable si l'instrument était placé sous le récipient d'une machine pneumatique, duquel on absorberait continuellement les vapeurs, parce que dans le même temps il s'en formerait une bien plus grande quantité, et qu'on éviterait le réchauffement dû au contact de l'air. En plaçant les thermomètres dans un courant d'air, ou en les fixant à l'extrémité d'une fronde que l'on fait tourner rapidement, on obtient promptement le maximum de froid dû à l'évaporation dans l'air ; mais le refroidissement est le même que dans l'air en repos ou quand le corps est immobile.

Le procédé qui est usité en Egypte et en Espagne pour rafraîchir l'eau est fondé sur le froid produit par l'évaporation spontanée : on emploie des vases poreux, à travers lesquels l'eau suinte lentement et présente à l'extérieur une grande surface humide qui facilite son évaporation aux dépens de la température du vase et de l'eau qu'il renferme. On obtient le même résultat en exposant à l'air des vases métalliques pleins d'eau et recouverts de linges mouillés. Au Bengale on met sur les croisées des branchages mouillés ; l'air,

en passant au travers, se refroidit en se chargeant de vapeurs : on obtient ainsi un abaissement de température qui va de 10° à 15°, à cause de la grande sécheresse de l'air.

Nous terminerons l'énumération des faits qui viennent à l'appui du phénomène dont il est question par l'exposé de la belle expérience de M. Leslie, dans laquelle ce célèbre physicien est parvenu à congeler l'eau par le refroidissement provenant de l'évaporation spontanée. L'appareil de M. Leslie consiste (*fig.* 406) en une large capsule de verre ou de porcelaine remplie d'acide sulfurique concentré; au dessus se trouve une capsule métallique très plate, pleine d'eau, soutenue par trois pieds qui s'appuient contre les bords de la capsule de verre ; l'appareil est placé sous le récipient d'une bonne machine pneumatique dans lequel on fait le vide ; l'acide sulfurique, ayant une très grande affinité pour l'eau, s'empare de la vapeur à mesure qu'elle se forme, de sorte que, l'émission de vapeur étant presque aussi rapide que si l'espace vide était indéfini, dans un temps très court l'abaissement de température de l'eau est suffisant pour la congeler.

On peut obtenir le même effet en remplissant d'eau la boule d'un thermomètre ; et la plaçant dans un petit vase renfermant de l'éther, après un petit nombre de coups de piston l'abaissement de température de l'éther non vaporisé est suffisant pour congeler l'eau ; on peut même, par ce procédé, congeler le mercure ; pour cela on environne la boule d'un thermomètre d'une petite éponge imbibée de sulfure de carbone, et on fait le vide dans l'espace environnant.

Mais le froid qui se produit par l'évaporation dans le vide a aussi une limite qui dépend de la température des corps environnants : car l'équilibre de température s'établit quand la quantité de chaleur perdue par la vaporisation est égale à la quantité de chaleur fournie par les corps extérieurs. Ainsi, on peut reculer cette limite en abaissant la température des corps extérieurs. M. Gay-Lussac est parvenu à congeler le mercure par l'expérience de Leslie, en environnant la cloche d'un mélange frigorifique.

On peut produire la congélation de l'eau d'une manière plus simple, imaginée par le docteur Wollaston. *abcd* (*fig.* 407) est un tube terminé par deux boules *M* et *N*, hermétiquement fermées, dont on a complétement expulsé l'air, et qui contiennent une certaine quantité d'eau. Nous avons déjà indiqué (611) de quelle manière on satisfait à ces conditions. Si on plonge la boule *M* dans un mélange frigorifique, la vapeur se condensera ; et comme elle se renouvellera

sans cesse, la température de l'eau renfermée dans la boule *N* ira continuellement en diminuant, et cette eau finira par se congeler.

689. La chaleur absorbée par la vaporisation est une cause permanente de refroidissement du corps humain : car la transpiration cutanée donne naissance à une très grande quantité de vapeurs qui se forment aux dépens de la température du corps. Il paraît que c'est en grande partie à cette cause qu'est due l'uniformité de température du corps humain dans tous les climats, car la transpiration est d'autant plus abondante que la température du climat est plus élevée : la température fixe du corps humain est de 37°.

690. L'évaporation d'un liquide à l'air libre dépend à la fois de la température, de l'état hygrométrique et de l'agitation de l'air. Elle augmente avec sa température et son agitation, et on admet que, toutes les autres circonstances étant les mêmes, elle croît proportionnellement à la tension du liquide diminuée de celle de la vapeur existant dans l'air. L'influence de la température est évidente; celle de l'état hygrométrique se conçoit facilement : car l'évaporation serait nulle si l'air était saturé, et elle serait la plus grande possible s'il était parfaitement sec. Quant à l'influence du mouvement, il faut remarquer que, lorsqu'un liquide est en contact avec de l'air en repos, la couche d'air qui est à la surface du liquide se sature rapidement de vapeurs. Si cette couche restait immobile et conservait la vapeur qu'elle a reçue, l'évaporation s'arrêterait; mais ces couches saturées s'élèvent par leur légèreté spécifique, et une portion de la vapeur s'en sépare pour se porter dans les couches supérieures ; de sorte que la vapeur reçue par l'air en contact se dissipe, et l'évaporation continue. Mais, comme ce mouvement est très lent, l'évaporation l'est également. On conçoit, d'après cela, que, si l'air est agité, les couches en contact avec le liquide étant continuellement renouvelées, la cause du retard de l'évaporation que nous venons de signaler sera d'autant plus diminuée que l'agitation sera plus grande, et l'évaporation devra devenir plus rapide, et même atteindre celle qui aurait lieu dans le vide. Cette activité de l'évaporation par les courants d'air se vérifie tous les jours sous nos yeux.

Si l'air calme se trouvait à une température plus élevée que le liquide, l'évaporation se ferait plus rapidement, et d'autant plus que la différence de température serait plus grande, parce que la diffusion de vapeurs se ferait en moins de temps, et que l'air admettrait une plus grande quantité de vapeurs pour sa saturation. Enfin,

quand le liquide est à une température constante et plus élevée que l'air environnant, calme ou constamment au même degré d'agitation, M. Dalton a trouvé que la quantité de vapeurs fournies dans le même temps est proportionnelle à la tension du liquide. Dans ce cas, l'état hygrométrique de l'air n'a pas d'influence sensible, parce que la tension de la vapeur en dissolution dans ce fluide est très petite relativement à celle de la vapeur que produit le liquide, lorsque la différence de température de l'air et du liquide est considérable; mais, quand cette différence est nulle ou très légère, l'influence de l'état hygrométrique de l'air sur l'évaporation devient sensible, et les quantités de vapeurs fournies dans le même temps sont alors proportionnelles à la différence des tensions du liquide et de la vapeur en dissolution dans l'air. Les résultats obtenus par M. Dalton sont consignés dans le tableau suivant.

TEMPÉRATURE.	FORCE ÉLASTIQUE DE LA VAPEUR.	ÉVAPORATION PAR MINUTE.
100[m]	0,76°	1,92
82,2	0,38	0,96
73,3	0,26	0,64
66,6	0,29	0,55
58,8	0,13	0,32

Dans tous les cas possibles d'évaporation par le seul contact de l'air, l'évaporation est évidemment proportionnelle à la surface en contact avec ce fluide.

691. *Chaleur latente des vapeurs.* Nous avons dit précédemment que les liquides, en se transformant en vapeurs, rendaient latente une grande quantité de chaleur; la détermination de cette quantité est très importante; elle peut se faire de plusieurs manières différentes. Le procédé qui paraît le plus simple consiste à faire vaporiser le liquide renfermé dans une cornue *A* (*fig.* 408), et à condenser les vapeurs dans un récipient *B*, plein d'eau dont on connaît le poids et la température primitive : en déterminant après un certain temps les accroissements de température et de poids, on en déduit facilement la chaleur latente. Mais, pour que les résultats soient exacts, il faut tenir compte de la chaleur absorbée par le vase et du refroidissement pendant l'opération, ou, ce qui est plus commode,

éviter cette cause d'erreur par la méthode de Rumfort (642).

En désignant par m le poids de la vapeur condensée; par m' celui de l'eau, en y comprenant le poids de l'enveloppe multiplié par sa capacité calorifique; par t la température primitive de l'eau, par t' celle de la vapeur, par θ la température du mélange, et par k la chaleur latente de la vapeur, on aura évidemment

$$mk + m(t' - \theta) = m'(\theta - t).$$

Ce procédé est facilement applicable à la vapeur d'eau; celui que nous allons décrire est plus exact, et peut être employé pour toutes les vapeurs. La vapeur, à la sortie du vase où elle s'est formée, passe dans un serpentin *SS* (*fig.* 409), renfermé dans un vase cylindrique de cuivre mince, et terminé par un réservoir *MN* isolé dans le vase; ce réservoir reçoit la vapeur condensée dans le serpentin, et communique avec l'air par le tube *mn*. Un agitateur *pq* est destiné à établir l'uniformité de température dans toute la masse d'eau, température qui se mesure à l'aide de plusieurs thermomètres *T*, *T'*. Cette méthode exige toujours que l'on tienne compte de la chaleur absorbée par le vase et de la chaleur perdue pendant l'opération, ou que l'on emploie la méthode de Rumfort; en arrêtant l'opération à un instant quelconque, le liquide volatilisé se trouve renfermé dans le réservoir *MN*, et l'on peut facilement en déterminer le poids.

En conservant la même notation que précédemment, et en désignant par c la capacité calorifique du liquide, on aura

$$mk + mc(t' - \theta) = m'(\theta - t).$$

C'est par cette méthode que M. Despretz a trouvé les résultats consignés dans le tableau suivant.

Chaleur latente des vapeurs d'après M. Despretz.

NOMS des substances.	CHALEUR totale depuis 0°.	CHALEUR latente.	CHALEUR totale en eau.	DENSITÉ par rapport à celle de l'air à la même température.	DENSITÉ de la vapeur au point d'ébullition par rapport à l'air à 0°
Eau	631	531	631	0,623	0,451
Alcool . . .	410,7	331,9	255	1,613	1,258
Ether sulfurique	210	174,5	109,3	2,586	2,280
Essence de téréb.	323	166,2	149,2	5,013	3,207

Les nombres de la première colonne représentent le poids du même liquide qui serait élevé de 1° par la condensation et le refroidissement à 0° de l'unité de poids de vapeur; la seconde contient le

poids du liquide de même nature qui serait élevé à 1° par la chaleur dégagée de la condensation de l'unité de poids de vapeurs, passant à l'état liquide en conservant la même température ; la troisième exprime la quantité d'eau que la chaleur latente de la vapeur et celle du liquide se refroidissant à 0° pourraient échauffer de 1°, c'est-à-dire le nombre d'unités de chaleur.

A l'inspection de la 3e et de la 5e colonnes, on voit qu'un liquide parvenu au point d'ébullition exige d'autant moins de chaleur pour se réduire en vapeurs que la densité de sa vapeur est plus grande, et que les chaleurs latentes des diverses vapeurs sont sensiblement en raison inverse de leur densité au point d'ébullition.

692. D'après le comte de Rumfort, la chaleur de vaporisation de 1 kilogr. d'eau est de 557 unités de chaleur ; d'après M. Dulong, de 543 ; d'après MM. Clément et Desormes, de 550 ; d'après M. Southern, de 530 ; d'après Watt, de 527.

693. Suivant MM. Clément et Desormes, la quantité totale de chaleur nécessaire pour chauffer et vaporiser ensuite à une température quelconque 1 kil. d'eau primitivement à 0° est égale à 650 unités de chaleur. Ainsi le calorique de vaporisation diminuerait à mesure que la température de la vaporisation serait plus élevée ; il serait de 550 à 100°, et nul à 650° ; mais la quantité totale de chaleur renfermée dans la vapeur serait constante ; c'est-à-dire, si on condensait 1 kil. de vapeur à une température quelconque, de manière à obtenir de l'eau à 0°, il se dégagerait toujours la même quantité de chaleur. D'après M. Southern, au contraire, le calorique de vaporisation serait constant, et par conséquent la quantité totale de chaleur renfermée dans la vapeur croîtrait avec sa température. Aucun de ces deux résultats n'est appuyé sur un nombre suffisant d'expériences pour être admis.

Retour des vapeurs à l'état liquide.

694. Lorsque l'espace occupé par une vapeur en est saturé, le plus petit abaissement de température ou la plus légère augmentation de pression suffit pour en faire repasser une partie à l'état liquide. Mais si cet espace n'était point saturé, la vapeur pourrait supporter sans se liquéfier un abaissement plus ou moins grand de température et une augmentation plus ou moins considérable de pression, et dans ces changements sa force élastique suivrait la loi de Mariotte (310) et la loi de M. Gay-Lussac (566). L'espace occupé par une vapeur peut ne pas être saturé, parce qu'ayant été saturé

originairement, la température a augmenté, ou que la pression a diminué, ou enfin parce qu'il a éprouvé l'influence simultanée de ces deux causes. C'est ainsi, par exemple, qu'un espace saturé de vapeurs d'eau à 100°, et sous la pression de 0^m,76, et non en contact avec de l'eau liquide, cesserait de l'être si la température montait à 300°, ou si la pression se réduisait à 0^m,50, ou si ces deux effets avaient lieu à la fois. Il résulte de là que, s'il existait des liquides dont l'ébullition, sous la pression de 0^m,76, eût lieu à une température très basse, par exemple de 100° au dessous de zéro, l'espace saturé de vapeurs à cette température, amené à des températures supérieures à zéro, renfermerait de la vapeur extrêmement raréfiée, qui ne pourrait passer en partie à l'état liquide que par un abaissement de température de 100° au dessous de 0°, ou par une pression qui lui donnerait la même densité, ou par l'effet simultané de ces deux causes. Il paraît que le cas que nous venons de supposer est celui de tous les gaz que nous avons désignés sous le nom de permanents : car un grand nombre d'entre eux ont été liquefiés par une forte pression ou un grand abaissement de température ; et il est très probable que, si jusqu'ici les autres n'ont pas été ramenés à l'état liquide, c'est que les moyens de compression ou de refroidissement n'ont pas été assez puissants. Ainsi, nous devons regarder les gaz comme des vapeurs très dilatées, dans les circonstances ordinaires de pression et de température, et qui seraient fournies par des liquides dont l'ébullition n'aurait lieu à la température ordinaire que sous des pressions beaucoup plus grandes que celle de 0^m,76, ou qu'à des températures très basses, sous la pression de 0^m,76.

695. D'après ce qui précède, les vapeurs peuvent se condenser par une source de froid ou par la pression. Par une source de froid il se développe des phénomènes qui peuvent facilement se déduire de ceux que nous avons reconnus dans la formation des vapeurs au moyen de la chaleur. Or, nous avons constaté qu'à toutes les températures celle du liquide était égale à celle de la vapeur qu'il formait : par conséquent, le liquide provenant de la condensation de la vapeur devra se refroidir en même temps qu'une nouvelle condensation aura lieu ; de sorte qu'à chaque instant la quantité de vapeurs non condensées sera égale à celle que le liquide pourrait former à cette température ; d'ailleurs, si le liquide ne se refroidissait pas à mesure que les vapeurs se condensent, il en émettrait de nouvelles jusqu'à ce que l'équilibre se fût établi. Il résulte de là que par le refroidissement on ne peut jamais condenser complétement

une vapeur, et que l'espace dans lequel se fait la condensation est toujours saturé de vapeurs à une tension et à une densité correspondantes à la température du liquide condensé.

Considérons, par exemple, un vase inextensible, rempli de vapeurs à une certaine température : si on y injecte une certaine quantité d'eau froide de manière que le liquide après la condensation se trouve à 10°, la tension de la vapeur ne sera plus que de $9^{mm},47$, quelle qu'ait été d'ailleurs la tension initiales.

Quand on connaît la température et le poids de la vapeur, ainsi que la température et le poids de l'eau d'injection, il est très facile de calculer la température et la tension finale.

Soit T la tension de la vapeur, P son poids, t sa température, P' et t' le poids et la température de l'eau d'injection, t'' la température commune de l'eau et de la vapeur après l'injection, et p, p', les poids de la vapeur et de l'eau.

En admettant l'hypothèse de M. Southern, la quantité de chaleur qui se trouvait dans la vapeur était $(550+t)P$, celle qui se trouvait dans l'eau était $t'P'$; celle qui se trouvera dans l'eau après l'injection sera $p'\,t''$, celle qui se trouvera dans la vapeur sera $(t''+550)\,p$. Or, comme la quantité d'eau liquide ou en vapeur est constante, ainsi que la quantité totale de chaleur, nous aurons

$$P+P'=p+p', \text{ et } t'P'+(550+t)\,P=t''p'+(t''+550)\,p.$$

Substituant dans la seconde équation la valeur de p', tirée de la première, il vient

$$t'P'+(550+t)\,P=t''\,(P+P'-p)+(t''+550)\,p$$

$$\text{ou } t'P'+(550+t)\,P=t''\,(P+P')+550\,p,$$

$$\text{d'où } t''=\frac{P'\,t'+Pt+550\,(P-p)}{P+P'} \qquad (a).$$

Le second membre de cette équation renferme encore une quantité inconnue p, mais on peut l'obtenir en fonction de t''. En effet, en désignant par V le volume occupé par la vapeur, et par d sa densité, nous aurons $p=Vd$; la densité d est donnée en fonction de la température et de la tension par l'équation, page 593, et la tension est donnée en fonction de la température (589); mais comme l'élimination conduit à une équation finale du cinquième degré à plusieurs termes, par rapport à t'', il faut alors tirer de l'équation (a) la valeur de t'' en négligeant p, qui est toujours très petit par rapport à P; et, quand on aura une première valeur de t'', on cherchera la densité de la vapeur dans la table, page 441; on calculera le poids p de la vapeur, que l'on substituera dans l'équation (a), et on en déduira une nouvelle valeur de t'', beaucoup plus approchée que la première.

Supposons, par exemple, que l'on fasse une injection de 10 litres d'eau à 0° dans 100 litres de vapeur à 100°. La densité de la vapeur à 100° étant 0,00058, 100 litres de vapeur pèsent $0^k,058$: ainsi $P=0{,}058$, $P'=10$, $t=100°$, $t'=0°$; alors

$$t''=\frac{0.058\times100+550\,.\,0{,}058}{10{,}058}=\frac{37{,}70}{10{,}058}=3°{,}74.$$

La table, page 441, donne $d=0{,}0000064$: alors $p=0^k{,}00064$, et la formule (a) donne alors $t''=3°{,}69$. En continuant ainsi on obtiendra une valeur de t'' aussi approchée qu'on voudra.

Si on demandait le poids P' de l'eau d'injection, pour que la température après la condensation devienne t'', la formule (a) donnerait

$$P' = \frac{P(t-t'') + 550(P-p)}{t''-t'}.$$

La valeur de p pouvant se déduire de la température t'' de la vapeur après la condensation, on pourra obtenir exactement la valeur de P'. Cette dernière question se présente dans la construction de toutes les machines à vapeur à condensation.

696. Quand la vapeur se condense sur un corps avec lequel elle ne se combine pas et qui est exposé à l'air libre, le maximum de température qu'il peut acquérir est de 100°, parce qu'à cette température l'eau condensée se réduirait en vapeur; mais quand la vapeur se condense sur un corps que l'eau peut dissoudre, la dissolution peut être élevée jusqu'à la température de son ébullition, qui peut dépasser de beaucoup 100°.

697. Dans la condensation des vapeurs par la pression, il faut, comme précédemment, distinguer les vapeurs au maximum de densité et celles qui sont dilatées : dans le premier cas la liquéfaction commence par la plus faible augmentation de pression; mais dans le second elle ne commence que lorsque, par la diminution de volume, l'espace a été amené à la saturation. Il serait difficile de condenser les vapeurs par une pression directe, parce que, la condensation dégageant beaucoup de chaleur, il faudrait que la pression fût très lente, pour que la chaleur pût se dissiper à mesure qu'elle se développerait.

698. *Emploi de la vapeur comme force motrice.* La vapeur d'eau est un des moteurs les plus puissants et les plus précieux que nous possédions, non seulement parce qu'on est maître de lui donner le degré d'intensité qu'on désire, mais encore parce qu'on peut l'établir partout, même sur les machines dont elle produit le mouvement, comme les bateaux et les voitures.

La nature de cet ouvrage ne nous permet point de donner sur la construction des machines à vapeur et l'histoire de leur découverte tous les détails qui seraient nécessaires; nous nous bornerons à indiquer les différentes méthodes que l'on peut employer pour faire mouvoir des machines à l'aide de la vapeur, et nous décrirons sommairement une des machines les plus généralement employées.

699. La méthode qui paraît la plus simple et la plus directe pour employer la vapeur comme force motrice consiste (*fig.* 410) en une chaudière A remplie d'eau, et fermée par un couvercle garni d'un tuyau qui vient déboucher près de la circonférence d'une roue

à palettes MN. On conçoit que la vapeur, en sortant par l'orifice o, choque les palettes de la roue avec une force dépendante de la vitesse et de la densité de la vapeur, et la fait tourner; ce mouvement de rotation peut alors être transformé en un autre mouvement quelconque. Cette machine fut découverte par Brancas; elle n'est point employée, malgré sa simplicité, à cause du peu d'effet utile produit par la vapeur.

700. La vapeur peut aussi être employée par réaction d'une manière analogue à l'eau et à l'air. La fig. 411 présente la disposition la plus simple. A est une sphère métallique mobile autour des deux tubes ab et $a'b'$, dont les deux extrémités réunies communiquent avec une chaudière à vapeur M; la sphère est garnie de deux ou d'un plus grand nombre de tubes m, n, dirigés perpendiculairement à l'axe de rotation aa', et qui sont percés d'un même côté de petits orifices latéraux o, o'. La vapeur qui se forme dans la chaudière passe dans la sphère, et, en s'échappant par les orifices o et o', la fait tourner en sens contraire de l'écoulement. Cette machine a été la première où la vapeur ait été employée comme force motrice; elle fut découverte par Héron cent vingt ans avant l'ère vulgaire. Elle est sans usage, par la même raison que la première que nous avons décrite.

701. Toutes les machines qui sont maintenant employées sont fondées, non sur l'effet provenant de l'écoulement de la vapeur, mais sur sa force élastique. Pour bien comprendre l'effet de cette force, imaginons une chaudière à vapeur A (*fig.* 412), surmontée d'un cylindre métallique $MNPQ$, dans lequel se meut un piston X. La partie inférieure du cylindre communique avec la chaudière par un tuyau garni d'un robinet R; et, au moyen d'un autre robinet R', on peut mettre la capacité intérieure du cylindre en communication avec l'air. Le piston étant d'abord au bas de sa course, et la vapeur dans la chaudière étant à une température supérieure à celle de son ébullition dans l'air libre, supposons qu'on ouvre le robinet R, le robinet R' étant fermé : la vapeur pressera de bas en haut la surface inférieure du piston, et cette pression étant plus grande que celle que l'air exerce sur la surface supérieure, le piston montera avec une force égale à la différence des pressions qui agissent sur les deux faces. Par exemple, si la vapeur dans la chaudière était à 122°, la force élastique de la vapeur serait de deux atmosphères, chaque centimètre carré du piston serait pressé par une force égale à $1^k,03$: par conséquent, s'il avait 1 mètre de surface, la force d'ascension serait de 10300^k. Sup-

posons maintenant que, le piston étant arrivé au sommet du cylindre, on ferme le robinet R et qu'on ouvre le robinet R' : la vapeur renfermée dans le cylindre sortira dans l'air, se dilatera, et prendra en peu d'instants une force élastique égale à celle de l'atmosphère ; alors le piston, sollicité par son propre poids, reviendra à sa position initiale. En ouvrant de nouveau le robinet R et fermant le robinet R', on produira une nouvelle ascension du piston, et, par un mouvement contraire des robinets, une nouvelle descente; ainsi on donnera à la tige du piston un mouvement de va-et-vient, que l'on pourra transformer en un mouvement circulaire ou de toute autre nature. Mais cette disposition a un inconvénient grave : la force avec laquelle le piston monte et descend n'est pas la même. On pourrait la rendre égale en chargeant le piston d'un poids suffisant, qui diminuerait d'autant la force ascensionnelle, mais augmenterait de la même quantité celle de la chute. On peut aussi produire le même effet en faisant agir successivement la vapeur en dessous et en dessus du piston. Cette disposition de l'appareil est représentée *fig.* 413. Le cylindre $MNPQ$ est exactement fermé; mais pour que le mouvement du piston puisse se communiquer au dehors, sa tige passe à travers une boîte à étoupes, fixée à la partie supérieure du cylindre. Il est facile de voir que, si on ouvre à la fois les robinets R et r, la vapeur s'introduira en dessous du piston et le fera monter, tandis que l'air renfermé dans le cylindre au dessus du piston sortira par le robinet r; et, si on ferme ces robinets quand le piston sera arrivé au sommet de sa course, et qu'on ouvre en même temps les robinets R' et r', le piston descendra avec une force qui ne différera de celle qui a produit l'ascension que du poids du piston lui-même.

702. Pour éviter le soin qu'exigent les mouvements des quatre robinets, on les réduit à un seul, comme l'indique la fig. 414. La vapeur arrive de la chaudière par le tuyau ab, elle entre dans une boîte circulaire où aboutissent les deux tuyaux destinés à conduire la vapeur en dessus et en dessous du piston et un petit tube latéral débouchant au dehors; cette boîte reçoit une pièce analogue à la clé d'un robinet, et qui est échancrée de manière à mettre toujours en communication le tuyau ab avec un des tuyaux c ou d, et l'autre avec l'orifice e. Alors, par le seul mouvement d'une tige k fixée à cette pièce, on introduit la vapeur sur une des faces du cylindre, et on évacue celle que l'on avait accumulée sur l'autre.

703. Les différentes dispositions dont nous venons de parler

exigent nécessairement que la vapeur ait une tension de beaucoup supérieure à celle de l'atmosphère; mais on est parvenu à produire le même effet d'une manière différente en faisant usage de la vapeur à une température peu élevée au dessus de 100°. Le cylindre *MNPQ* (*fig.* 415) est ouvert par la partie supérieure, et communique par la partie inférieure avec la chaudière à vapeur, et par un tuyau garni d'un robinet avec un réservoir d'eau froide *xy*. Le piston étant au bas de sa course, si on ouvre le robinet *R*, la vapeur, en pénétrant sous le piston, l'élèvera, en supposant que la pression de la vapeur dépasse celle de l'atmosphère de tout le poids du piston, ou que, dans le cas contraire, le piston tende à se relever par un contre-poids. Le piston étant arrivé au sommet du cylindre, si on ferme le robinet *R*, et qu'on ouvre le robinet *R'*, pendant un temps très court, l'eau froide introduite condensera la vapeur, et la pression de l'atmosphère ramènera le piston à sa position initiale. On pourrait ainsi obtenir un mouvement alternatif du piston comme précédemment; mais il y a encore ici l'inconvénient d'une force très inégale dans les deux mouvements du piston, et il faudrait de plus des dispositions convenables pour enlever du cylindre l'eau d'injection, et l'air que la vapeur entraîne avec elle, et qui, en s'y accumulant, finirait par s'opposer au jeu de la machine. Pour éviter le premier inconvénient, on pourrait employer un contre-poids ou deux appareils qui, agissant alternativement aux deux extrémités d'un balancier, produiraient dans celui-ci des mouvements capables des mêmes effets; mais on évite cette complication par une méthode analogue à celle de la fig. 414, en introduisant et condensant alternativement la vapeur en dessus et en dessous du piston. Pour éviter le refroidissement du cylindre dû à l'injection, et par conséquent une perte de chaleur, la condensation s'effectue dans un cylindre séparé qu'on désigne sous le nom de *condenseur*, d'où on enlève l'eau et l'air au moyen d'une pompe qui reçoit son mouvement de celui de la tige du piston. La fig. 416 présente cette disposition : le cylindre *MNPQ*, entièrement fermé, est en communication par ses deux extrémités avec le tuyau *ab*, qui amène la vapeur de la chaudière, au moyen des deux tuyaux *cd* et *ef*; la boîte circulaire où aboutissent ces trois tuyaux est garnie d'un quatrième tuyau *gh*, qui communique avec un cylindre fermé *xyzt*; ce dernier communique avec un réservoir d'eau froide *mnpq*, et avec une pompe aspirante *su*, dont le piston est mis en mouvement par le balancier *AB*, à l'extrémité *A* duquel est fixée la

tige du piston, et dont l'autre extrémité produit le mouvement que la machine doit effectuer. En tournant convenablement la tige *k*, on fait arriver la vapeur en dessus ou en dessous du piston, et on met l'autre partie du cylindre en communication avec le condenseur, où la vapeur se précipite et se condense : ainsi, par le seul mouvement alternatif de la tige *k* on produit le mouvement de la machine.

Jusqu'ici nous avons supposé que le robinet d'introduction de la vapeur restait ouvert pendant toute la durée du mouvement du piston, et, par conséquent, que pendant ce mouvement la force élastique de la vapeur restait constante et égale à celle de la vapeur dans la chaudière; mais on a reconnu par l'expérience qu'il y avait de l'avantage à fermer ce robinet avant la fin de la course, qui s'achève alors par la détente de la vapeur déjà introduite dans le cylindre. Dans certains appareils, la détente de la vapeur s'effectue en passant dans un second cylindre d'un plus grand diamètre que le premier.

704. D'après ce qui précède, on voit que les machines à vapeur peuvent être à simple ou à double effet, suivant que la vapeur agit d'un seul côté du piston ou de tous les deux; qu'elles peuvent être à basse ou à haute pression, avec ou sans condensation, avec ou sans détente, à un seul ou à plusieurs cylindres : de là un grand nombre d'espèces différentes de machines.

705. Les chaudières destinées à produire la vapeur sont en tôle, en fonte ou en cuivre; leur épaisseur doit être calculée de manière qu'elles puissent résister à une pression au moins cinq fois plus grande que celle de la vapeur à la température à laquelle on doit l'employer. Leur forme est très variable; la plus avantageuse pour la résistance à la déformation est celle d'un cylindre terminé par deux demi-sphères. Quand la vapeur doit être employée à une basse pression, leur forme est à peu près arbitraire. Souvent au dessous des chaudières on met des tubes de même métal, d'une plus grande épaisseur, exactement fermés, dont la capacité communique avec celle de la chaudière, et qui sont placés presqué dans le foyer; cés appendices portent le nom de *tubes bouilleurs*.

La chaudière est logée dans un fourneau en briques, dont la forme et la disposition dépendent de celle de la chaudière. Quand il est important de diminuer autant que possible le volume et le poids de l'appareil destiné à produire de la vapeur, les chaudières sont

traversées par des canaux métalliques communiquant entre eux, et ne formant qu'un seul circuit; une des extrémités sert de foyer et l'autre aboutit à la cheminée : c'est ainsi que sont disposées les chaudières des bateaux et des voitures à vapeur.

706. Nous nous sommes borné à décrire la manière d'agir de la vapeur dans les différents systèmes, et nous n'avons point parlé de la construction des pièces qui composent ces machines, des dispositions employées pour faire mouvoir les robinets par la machine elle-même, des appareils destinés à régulariser les mouvements, de ceux qui ont pour objet l'alimentation de la chaudière, des appareils de sûreté, de la manière de mesurer la force de ces machines, et enfin de l'effet utile qu'une même quantité de combustible produit avec ces divers appareils. Ces détails, tous d'une grande importance dans la pratique, sont uniquement du ressort de la mécanique industrielle, et seraient déplacés dans un traité de la nature de celui-ci; cependant, comme il est important qu'on ait une idée exacte de la manière dont ces machines sont disposées, nous donnerons ici la description d'une machine de Watt et de sa chaudière.

707. La fig. 417 présente la coupe d'une chaudière à vapeur destinée à une machine à vapeur fixe, à moyenne pression, avec tous les appareils d'alimentation, de sûreté, et d'évacuation de la vapeur. *AA* chaudière cylindrique; *B* foyer; *C* porte du foyer; *D*, *D*, *D*, tuyaux de circulation de la fumée; *E* cheminée; *F* tuyau par lequel la vapeur sort de la chaudière et se dirige vers le cylindre; *G* trou d'homme, c'est un grand orifice fermé au moyen d'une plaque, et par lequel un ouvrier s'introduit dans la chaudière pour la nettoyer ou la réparer; *H* douille garnie d'une soupape de sûreté et d'une plaque fusible, *I* flotteur; *ii* fil de cuivre auquel le flotteur est suspendu; *k k'* levier mobile autour du point *o*, supportant le flotteur à une de ses extrémités, et à l'autre un poids qui lui fait équilibre; ce même levier sert d'attache à la tige *ll* de la soupape *x*, qui ferme la cavité *mnpq*, continuellement pleine d'eau : on voit par cette disposition que, quand le niveau de l'eau baisse dans la chaudière, la soupape *x* se lève et y laisse pénétrer l'eau du réservoir *mnpq*; *st* tube fixé au fond du vase *mnpq*, et qui communique avec la capacité du cylindre *MN*, dont le prolongement plonge presque jusqu'au fond de la chaudière; le tube *st* étant ouvert, l'eau s'élève dans le tube *MN* à une hauteur proportionnelle à l'excès de la force élastique de la vapeur sur

celle de l'air extérieur; *L* flotteur soutenu par une chaîne qui passe à travers le tube *st,* s'enroule sur deux poulies fixes *P, Q,* et supporte à son extrémité une plaque de fonte verticale *RS*, qui traverse le canal horizontal qui conduit la fumée dans la cheminée; la longueur de la chaîne est déterminée de manière que, quand la vapeur a la force élastique qu'elle doit avoir, la plaque *RS* laisse entièrement libre le passage de la fumée; alors, aussitôt que la pression augmente, l'eau s'élève davantage dans le tube *MN,* la plaque *RS* descend, diminue le passage de la fumée, et par conséquent le tirage, la combustion, et par suite la quantité de vapeur qui se forme dans le même temps; de sorte qu'au moyen de cette disposition, l'activité du foyer est dirigée par la pression de la vapeur; *y* petite soupape, placée sur l'orifice du trou d'homme et en dedans de la chaudière, de manière à s'ouvrir quand la force élastique de la vapeur est plus petite que celle de l'air; elle a pour objet d'éviter la déformation de la chaudière par la pression extérieure quand elle se refroidit, car alors l'air y pénètre et y maintient la pression. Les chaudières renferment souvent en outre un manomètre à mercure ou à air et un thermomètre. Toutes les parties de l'appareil peuvent être disposées d'un grand nombre de manières différentes; mais, comme nous l'avons déjà dit, c'est dans les ouvrages spécialement consacrés à cet objet qu'on peut voir tous ces détails.

708. La fig. 418 représente une coupe d'une machine de Watt. La vapeur est reçue immédiatement de la chaudière dans l'espace annulaire compris entre les deux cylindres concentriques *AA* et *BB*, par le tuyau *Z*, garni d'un régulateur *z;* cette disposition a pour objet de s'opposer au refroidissement du cylindre intérieur. La machine est représentée dans le moment où le piston est arrivé au sommet de sa course, et où le tiroir *F* vient de fermer l'ouverture d'admission *D;* ce tiroir prend bientôt la position indiquée par la fig. 419, et la vapeur pénètre au dessus du piston. Pendant que le piston descend, la vapeur qui est au dessous s'échappe par le conduit *D* et arrive dans le condenseur *I* par un conduit *H;* le condenseur *I* est en communication avec la pompe à air *K*. Quand le piston est arrivé au bas de sa course, le tiroir *F* descend au moyen d'un excentrique fixé à l'arbre du volant, qui agit sur un levier coudé : alors le conduit *D* se ferme pour le condenseur et s'ouvre pour recevoir la vapeur qui enveloppe le tiroir, tandis que le conduit *E* se ferme pour l'admission de la va-

peur et s'ouvre pour le condenseur, ce qui détermine l'ascension du piston et le départ de la vapeur qui est au dessus pour passer à son tour dans le condenseur : ce passage a constamment lieu par l'intérieur du tiroir quand le piston monte. Les fig. 419 et 420 donnent une coupe du tiroir sur une plus grande échelle dans les deux positions qu'il prend successivement. *L* orifice d'injection de l'eau dans le condenseur. *N* pompe à eau froide pour alimenter l'injection. La pompe alimentaire de la chaudière, au moyen de l'eau chaude du condenseur, ne se trouve pas dans la figure, parcè qu'elle est placée derrière la pompe à eau froide. *O* combinaison de leviers destinée à conserver à la tige du piston sa verticalité ; *V* modérateur à force centrifuge, en communication avec l'arbre du volant, et qui règle l'ouverture d'introduction de la vapeur; lorsque le mouvement s'accélère, les boules s'écartent toujours davantage de l'axe, et la douille à laquelle sont fixées les tiges qui les supportent agit sur la clé du robinet d'admission de la vapeur, diminue l'orifice de son passage, et modère le mouvement ; *P* bielle communiquant le mouvement à la manivelle *Q ; X* volant destiné à régulariser le mouvement. On construit maintenant un grand nombre de machines à haute pression et à détente sans condensation ; le mécanisme étant beaucoup plus simple que dans les machines à condensation, on obtient au moins le même effet utile, la machine coûte moins, est plus facile à gouverner, et se dérange rarement.

709. Si on voulait employer directement la vapeur à élever de l'eau, on pourrait y parvenir par une méthode très simple, représentée *fig.* 421. *AA* est un tuyau communiquant avec une chaudière à vapeur, et avec un cylindre *BB* hermétiquement fermé ; *CC* est un tuyau appliqué au fond du cylindre *B*, renfermant une soupape *m*, s'ouvrant de bas en haut, et plongeant dans l'eau qu'on doit élever ; *DD* est un autre tuyau, partant du fond du vase *B*, et se prolongeant jusqu'au réservoir *E*, dans lequel l'eau doit être élevée : il renferme une soupape *n*, s'ouvrant de bas en haut; enfin *GG* est un petit tuyau destiné à amener de l'eau froide du réservoir *E* dans le cylindre *B*. Si, en tournant le robinet *a*, on permet à la vapeur d'entrer dans le cylindre *B*, la vapeur chassera l'air, qui sortira par le tuyau *DD*; si ensuite on ferme le robinet d'admission *a*, et qu'on ouvre quelques instans le robinet d'injection *b*, la vapeur se condensera, la soupape *m* s'ouvrira, et le cylindre *B* se remplira d'eau ; alors en ouvrant de nouveau le robinet

d'admission, la pression de la vapeur sur l'eau la forcera à s'élever dans le tuyau *DD*, et à passer dans le réservoir *E*, pourvu que la tension de la vapeur soit suffisante. On conçoit facilement que l'on pourrait faire mouvoir les robinets *a* et *b* au moyen de la chute d'une partie de l'eau élevée, ou par un flotteur, ou par les variations de température qui se développent dans le cylindre. Cette manière d'élever l'eau a l'inconvénient d'exiger de la vapeur à haute pression, et d'en condenser une partie par le refroidissement du cylindre qui a lieu à chaque aspiration, et par la surface froide de l'eau sur laquelle la vapeur agit; mais cet inconvénient disparaît complétement quand l'eau élevée doit ensuite être échauffée comme dans les établissements de bains.

710. C'est à Héron qu'est due la première idée de l'emploi de la vapeur d'eau comme force motrice; mais il employa seulement la réaction qui provient de son écoulement. En 1629, Brancas, mathématicien italien, indiqua l'emploi de la force directe provenant de l'écoulement de la vapeur. En 1615, Salomon de Caus, ingénieur français, employa la pression directe de la vapeur sur un liquide pour l'élever. En 1687, Papin découvrit les machines à piston. Jusque alors aucune machine n'avait été construite sur une grande échelle et appliquée aux besoins de l'industrie. Ce fut le capitaine Savery qui construisit les premières machines destinées à élever l'eau d'après le principe de Salomon de Caus (*fig.* 421). Plus tard Newcomen construisit la première machine à piston: elle fut désignée sous le nom de machine atmosphérique, parce que c'était la pression de l'atmosphère qui produisait le mouvement, et la vapeur n'était employée que pour faire le vide sous le piston. Ces machines, malgré leurs défauts, sont encore en usage dans plusieurs mines d'Angleterre où le charbon est à bas prix. Mais les perfectionnements les plus importants ont été imaginés par Watt. C'est à ce célèbre mécanicien que sont dus: 1° la condensation de la vapeur dans un vase séparé; 2° la pompe à air; 3° les machines à double effet; 4° la détente; 5° l'enveloppe des corps de pompe dans laquelle on fait séjourner de la vapeur pour s'opposer au refroidissement de celle qui agit sur le piston. Depuis, Woolf a imaginé d'employer la détente avec deux corps de pompe; et plusieurs mécaniciens ont construit des machines à haute pression sans condensation, destinées à faire mouvoir des voitures, ou à d'autres usages pour les lieux où l'on ne peut pas disposer de la quantité d'eau nécessaire à la condensation. On a fait beaucoup d'essais pour construire des

machines qui produiraient directement un mouvement de rotation; mais jusqu'ici ces essais ont été sans succès bien constatés.

711. M. Perkins a fait dans ces dernières années de nombreuses expériences pour augmenter l'effet utile du combustible et diminuer le volume de la machine, en employant la vapeur à une très haute température, mais il n'a point obtenu de résultats satisfaisants.

On a aussi essayé l'emploi de la vapeur à une haute température pour lancer les projectiles ; les essais paraissent avoir réussi pour ceux qui ont un petit volume, mais il n'en est point ainsi pour les boulets, même du plus petit calibre.

Enfin on a proposé d'employer comme force motrice la vapeur d'autres liquides que l'eau, et principalement celle des liquides provenant des gaz liquéfiés par la pression, tels que l'acide carbonique liquide, qui à la température ordinaire possède une grande force élastique, et qu'une faible variation de température augmente d'une quantité considérable. Malgré l'économie probable de combustible que présenterait l'emploi de ces nouveaux agents, la complication des appareils, et la pression énorme sous laquelle la machine devrait fonctionner, sont des obstacles puissants qui jusqu'ici se sont opposés à des essais en grand, et on ne peut guère espérer qu'ils puissent être surmontés d'une manière satisfaisante dans les machines usuelles.

712. *Emploi de la vapeur comme moyen de chauffage.* La vapeur, lors de sa formation, absorbant une grande quantité de chaleur nécessaire à la constitution de son état de fluide élastique, et cette chaleur se dégageant par sa condensation, on conçoit facilement l'usage que l'on peut faire de la vapeur comme moyen de chauffage. On forme la vapeur dans des chaudières analogues à celles qu'on emploie pour les machines à vapeur; on la fait arriver par des tuyaux de conduite dans le lieu où se trouvent les corps que l'on veut échauffer ; en mettant la vapeur directement en contact avec ces corps, ou en la faisant circuler dans des tuyaux qu'ils environnent, la vapeur se condense, et la chaleur qui se dégage par cette condensation et par le refroidissement de l'eau résultant de cette condensation échauffe les corps.

Ce mode de chauffage peut être employé pour chauffer les bains, les cuves de teinture, pour faire évaporer les liquides, pour chauffer l'air des appartements, des ateliers, des étuves, des serres, des séchoirs, etc. Quand les liquides qui doivent être échauffés peuvent sans inconvénient être mêlés avec de l'eau, on fait arriver la vapeur

dans le liquide : c'est ce qui a lieu pour les cuves de teinture, etc. Dans le cas contraire on fait arriver la vapeur autour du vase qui renferme le liquide, ou seulement dans un double fond ; ou bien on place dans le vase un tube, ordinairement disposé comme un serpentin, que l'on fait parcourir par la vapeur ; pour le chauffage des gaz, c'est toujours un moyen analogue au dernier que l'on emploie.

Le chauffage par la vapeur est souvent économique, parce qu'une seule chaudière à vapeur, et par conséquent un seul feu, peut échauffer un grand nombre de masses liquides ou d'air très éloignées, qui, par les méthodes ordinaires, exigeraient souvent un foyer pour chacune, plus de combustible, de main-d'œuvre et de surveillance. Ce mode de chauffage est souvent très avantageux, par cela seul que la température des corps ainsi échauffés ne peut pas dépasser une certaine limite, ce qui n'a point lieu par les procédés ordinaires.

Ce qui précède suffit pour faire concevoir le mode de chauffage dont il est question, ainsi que son importance. Quant aux dispositions de détails pour chaque cas particulier, elles ne peuvent faire partie d'un traité de physique générale.

§ VIII. *De la mesure des températures.*

715. Jusqu'ici nous avons mesuré les températures par les dilatations des corps, et un degré de chaleur correspondait à une fraction déterminée du volume du corps thermométrique à la température de la glace fondante, fraction qui varie d'un corps à un autre. Par exemple, dans le thermomètre à mercure elle est égale à 1/6480. Cette fraction étant égale à 1/100 de la dilatation du corps, de la glace fondante à l'ébullition, il s'ensuit nécessairement que toutes les échelles thermométriques doivent s'accorder à 0° et à 100°; mais tous les corps ne se dilatant pas suivant les mêmes lois, toutes les échelles thermométriques ne s'accordent pas entre ces limites et au delà. Pour les corps gazeux, le mercure et les métaux, qui se dilatent de la même manière, de 0° à 100°, les indications que donneraient des thermomètres construits avec ces substances s'accorderaient entre les limites 0° et 100°. Mais il n'en serait point ainsi pour des températures supérieures à l'eau bouillante : car pour ces températures, les métaux et le mercure, se dilatant plus que les gaz, indiqueraient des températures plus élevées, comme on peut le voir, dans les tableaux suivants.

Températures indiquées par un thermomètre à air et un thermomètre à mercure dans les mêmes circonstances.

Thermomètre à mercure ordinaire.	Thermomètre à air corrigé de la dilatation du verre.	Différence.
100	100	0°
150	148,70	1,30
200	197,05	2,95
250	245,05	4,95
300	292,70	7,30
360, ébullition du mercure.	350	10,00

Températures indiquées dans les mêmes circonstances par différents thermomètres, un degré étant un centième de la dilatation totale de la glace fondante à l'ébullition.

Thermomètre à air	300°
Thermomètre de verre	352,9
Thermomètre de fer	372,6
Thermomètre de cuivre	329
Thermomètre de platine	311,6
Thermomètre à mercure corrigé de la dilatation du vase.	314,15
Thermomètre à mercure ordinaire	307,8

Voici de quelle manière ces nombres ont été calculés. La dilatation moyenne absolue du mercure de 0° à 300° du thermomètre à air étant $\frac{1}{5300}$ pour 1°, elle sera $\frac{300}{5300}$ pour 300°; et comme la dilatation de 0° à 100° est $\frac{1}{5550}$, la température indiquée par la dilatation du mercure sera $\frac{300}{5300} : \frac{1}{5550} = 314°,15$. Les autres nombres se calculeraient de la même manière.

714. On conçoit d'après cela que les lois relatives à la chaleur doivent se présenter sous des formes différentes, suivant l'échelle thermométrique dont on se sert. Par exemple, si on mesure la température au moyen d'un thermomètre à air, on trouve que la dilatation de tous les corps augmente avec la température; si l'on se servait du thermomètre à mercure, la dilatation des gaz serait décroissante à partir de 100°, et celle des autres métaux, excepté le platine, serait croissante; et si on se servait d'un thermomètre de fer, la dilatation de tous les corps décroîtrait avec la température.

715. Tous les gaz se dilatant de la même manière dans les mêmes circonstances, et la capacité calorifique des gaz simples à volume et à pression constante étant la même, il est très probable que les lois des phénomènes de la chaleur doivent se présenter d'une manière plus simple en mesurant la température par leur dilatation que sur toute autre échelle. C'est en effet ce que l'expérience a déjà confirmé. Les lois du refroidissement, découvertes par MM. Dulong et Petit, seraient beaucoup plus compliquées, si les températures étaient estimées au moyen de la dilatation d'un métal. Aussi, on estime toujours les températures au moyen du thermomètre à air. Lorsque la température n'excède pas 100°, le thermomètre à mercure suivant la même loi que le thermomètre à air, on emploie le premier, qui est d'un usage plus facile; mais au delà on se sert du thermomètre à air, ou bien on ramène les indications du thermomètre à mercure à celle du thermomètre à air.

Après ces explications, indispensables pour que l'on comprenne bien la valeur des indications des thermomètres, nous allons examiner la construction de tous ceux qui sont en usage, après quoi nous décrirons les autres procédés que l'on emploie quelquefois pour mesurer la température.

Instruments à échelles, destinés à la mesure des températures.

716. *Thermomètre à mercure.* Supposons un tube capillaire en verre, terminé par une boule de même matière, pleine de mercure qui s'élève jusqu'à une certaine hauteur dans le tube; la colonne de mercure montera par une élévation de température et descendra par un abaissement. Ces variations seront d'autant plus grandes dans les mêmes circonstances que le diamètre intérieur du tube sera plus petit relativement au volume de la boule, et les dilatations apparentes seront le résultat de la dilatation du mercure, diminuée de celle du verre. Pour que ces instruments soient comparables, il faut nécessairement que les graduations partent d'une température fixe, et que les degrés soient d'égales fractions du volume du métal à ce point de départ; ou bien, s'il existe deux températures fixes que l'on puisse facilement produire, en marquant sur le tube l'extrémité de la colonne de mercure correspondante à chacune d'elles, et divisant l'intervalle en un même nombre de parties d'égale capacité, il est évident que tous les instruments construits de cette manière donneront, dans les mêmes circonstances, exactement les mêmes indications. C'est toujours ce dernier moyen

que l'on emploie, et les deux températures fixes que l'on a choisies sont celles de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau : la première reste absolument la même dans toutes les circonstances ; la seconde ne varie qu'avec la pression de l'air, la nature et la quantité des substances étrangères renfermées dans l'eau ; de sorte qu'en opérant sur de l'eau distillée et à la pression de $0^m,76$, elle est aussi parfaitement constante. Nous pouvons maintenant exposer les détails de la construction d'un thermomètre.

717. On commence par se procurer un tube capillaire dont le diamètre soit partout sensiblement égal : on reconnaît l'égalité de calibre du tube lorsqu'en y introduisant une bulle de mercure elle conserve la même longueur en la promenant dans toute son étendue.

Il est très rare de trouver des tubes parfaitement cylindriques, surtout quand ils ont une certaine longueur. Quand il ne s'agit pas de la construction d'un instrument de précision destiné à des recherches, on se contente de choisir des tubes sensiblement cylindriques ; mais quand l'instrument doit être d'une grande exactitude, après avoir choisi un tube dont le diamètre n'éprouve que de faibles variations dans toute son étendue, il faut le diviser en parties d'égale capacité.

Cette opération s'effectue de la manière suivante. On introduit dans le tube une quantité de mercure suffisante pour en occuper plus de la moitié (*fig.* 422), et on marque l'extrémité C de cette colonne ; ensuite on la fait passer de l'autre côté du tube, et on marque l'extrémité D de la colonne ; comme la distance CD est très petite, on pourra la considérer comme cylindrique, et son milieu O divisera le tube en deux parties d'égal volume ; on pourra diviser de la même manière AO en deux parties égales, et ainsi de suite. Mais il sera plus commode d'introduire d'abord dans le tube une très petite bulle de mercure ab (*fig.* 423) ; on marquera sur le tube son extrémité b ; ensuite on la fera glisser un peu plus loin ; si l'on pouvait faire coïncider son extrémité a' avec b, le point b' serait une seconde division égale à la première ; mais cette coïncidence étant difficile à établir, on se contente d'approcher le point a' aussi près que possible du point b ; et comme le tube peut être considéré comme cylindrique dans la longueur bb', on prend la distance $a'b'$, que l'on porte sur le tube en partant du point b, et on a une seconde division égale à la première : on trouve de la même manière les suivantes. Si l'on voulait employer la méthode de la division successive en deux parties égales, on pourrait appliquer le même principe pour se passer des

coïncidences de la colonne de mercure avec les divisions déjà tracées.

Le tube étant sensiblement cylindrique ou divisé en parties d'égale capacité, on souffle une boule à son extrémité, au moyen d'une lampe d'émailleur, ou bien on y soude un tube fermé d'un plus grand diamètre. Il faut alors remplir la boule et le tube de mercure distillé ; pour cela on soude à l'extrémité supérieure du tube un petit entonnoir *A* (*fig.* 424), dans lequel on met une certaine quantité de mercure ; le tube étant très capillaire, l'air qu'il renferme s'oppose à cette introduction ; mais il est facile de voir qu'en tenant le tube vertical il tombera dans la boule une quantité de mercure d'autant plus grande que le tube aura une plus grande longueur, attendu que l'air de la boule sera comprimé par la colonne de mercure qui s'introduit dans le tube, et le mercure cessera de s'écouler quand le volume de l'air sera diminué dans le rapport de $p+h$ à p, en désignant par p la hauteur du baromètre, et par h la hauteur du tube ; si alors on incline le tube de manière à le rendre presque horizontal, la pression exercée par la colonne de mercure deviendra très petite, et l'air de la boule, en se dilatant, se dégagera en grande partie ; en remettant le tube verticalement, un volume de mercure égal au volume d'air dégagé s'introduira dans la boule, et en répétant cette expérience on ne laissera dans la boule qu'un petit volume d'air. Alors on soumet la boule et le tube à l'action d'une forte chaleur, en tenant le tube peu incliné à l'horizon, jusqu'à ce que tout l'air et la vapeur d'eau qui étaient renfermés dans l'appareil et dans le mercure, et qui adhéraient aux parois du verre, aient été chassés ; une ébullition de quelques minutes est presque toujours suffisante. Après le refroidissement, la boule et une partie du tube se trouvent remplis de mercure, sans interposition d'aucune bulle d'air ni de vapeur. On s'assure alors si la quantité de mercure que l'on a introduite n'est pas trop grande ou trop petite pour les limites de température que l'instrument doit indiquer : il est évident qu'il faut que pour les plus hautes le mercure ne sorte pas du tube, et que pour les plus basses il ne rentre pas en totalité dans la boule. Ensuite on doit fermer le tube à la lampe; mais avant il faut en chasser tout l'air : car, s'il en restait, par l'agitation il pourrait s'introduire entre le mercure et séparer la colonne métallique ; et en outre l'air éprouverait par l'élévation de la colonne de mercure des compressions qui pourraient varier entre des limites très étendues, et qui produiraient une extension de la

boule, d'où résulterait une cause d'erreur dans les indications de l'instrument. On parvient facilement à expulser l'air en effilant le tube, chauffant jusqu'à ce que le mercure en occupe toute la longueur, et le fermant brusquement à la flamme d'un chalumeau Ordinairement on donne un petit renflement au tube vers son extrémité supérieure, afin que, si l'instrument était soumis à une température trop élevée, le mercure pût se loger dans ce renflement. On évite ainsi une cause de rupture. L'instrument ainsi disposé, il faut marquer sur le tube les points qui correspondent aux températures de la glace fondante et de l'eau bouillante.

718. La détermination de la première limite n'exige qu'une seule précaution, celle de plonger tout l'instrument dans la glace ou dans la neige en fusion : car la température de la fusion de la glace est entièrement indépendante de la nature et de l'intensité de la source de chaleur qui produit le changement d'état. Mais il faudra disposer l'appareil de manière que l'eau provenant de la fusion de la glace puisse s'écouler : car cette eau, surtout si elle était en grande quantité relativement à la glace, pourrait avoir une température plus élevée. Mais la limite relative à l'ébullition de l'eau exige plusieurs précautions indispensables, qui sont 1° d'employer de l'eau distillée; 2° de la mettre en ébullition dans un vase de métal; 3° de soumettre tout l'appareil à la température qu'il doit indiquer; 4° de ne plonger la boule qu'à une petite profondeur dans l'eau; 5° enfin, d'opérer sous une pression de $0^{m},76$.

719. On emploie de l'eau distillée, parce que, si l'eau renfermait des sels étrangers, ils retarderaient l'ébullition. Le vase doit être de métal : car, d'après les expériences de M. Gay-Lussac, dans des vases de verre l'ébullition n'a lieu qu'à une température plus élevée. La nécessité de soumettre la totalité de l'instrument à l'action de la chaleur de l'eau bouillante est évidente : on pourrait remplir cette condition en le plongeant entièrement dans l'eau bouillante; mais la grande masse d'eau qu'il faudrait employer pourrait occasionner de graves erreurs, parce que les couches inférieures ayant à soulever non seulement le poids de l'atmosphère, mais encore celui des couches supérieures, leur température serait nécessairement plus élevée. Pour éviter cet inconvénient on emploie l'appareil *fig.* 425, composé d'une boîte en ferblanc ou en cuivre, surmontée d'un cylindre, à la partie supérieure duquel se trouvent deux tubulures *a* et *b*; on met une couche d'eau de quelques centimètres dans la boîte, on suspend le thermomètre par un bouchon à travers

lequel il passe et qui ferme le cylindre *BC*, de manière que la boule seule de l'instrument soit plongée dans l'eau ; on chauffe la boîte, et le liquide étant arrivé à l'ébullition quelques instants après, toute la capacité de l'appareil se trouve à une température uniforme, parce que la vapeur est à la même température que le liquide qui la fournit, et qu'aussitôt que l'appareil est échauffé, celle qui se forme sort presque en totalité par les tubulures *a* et *b*.

720. Enfin la dernière condition, celle d'une pression de $0^m,76$, est évidemment d'une nécessité aussi absolue que les autres, puisque la température de l'ébullition dépend de la pression ; mais comme on n'est pas toujours maître d'opérer sous cette pression, il est indispensable de connaître l'erreur que l'on peut commettre en opérant sous toute autre. M. F.-J.-H. Wollaston, frère du célèbre chimiste, a trouvé, à la suite d'un grand nombre d'expériences, qu'une diminution de pression de $0^m,027$ abaissait d'un degré le terme de l'ébullition. A Paris, les limites extrêmes des hauteurs barométriques observées depuis dix ans sont de 719 millimètres à 781; les températures de l'ébullition correspondantes à ces pressions sont 98°,5 et 100°,8.

p désignant la différence en millimètres de la hauteur barométrique et de 760, et t la température de l'ébullition, on a

$$t = 100 \pm \frac{p}{27}.$$

Le même physicien a proposé d'employer la température de l'ébullition pour déterminer les pressions atmosphériques sur les montagnes ; mais ce procédé n'est pas susceptible de la même exactitude que le baromètre : le thermomètre devrait être d'une grande sensibilité, chaque degré correspondant à $26^{mm},870$ du baromètre. Ces deux instruments auraient évidemment une égale sensibilité si chaque degré du thermomètre avait environ 27 millimètres de longueur.

Si la hauteur du baromètre différait beaucoup de 760^{mm}, il faudrait avoir recours à la table, page 433, qui donnerait immédiatement la température de l'ébullition.

721. Les limites extrêmes étant déterminées, si on a employé un tube sensiblement cylindrique, on divise l'intervalle en 100 parties égales ; mais si le tube a été préalablement divisé en parties d'égales capacités, on prend note des points de l'échelle qui correspondent à la glace fondante et à l'ébullition de l'eau ; et au moyen de ces nombres il est facile de trouver la température correspondante à une indication quelconque de l'instrument : car si n et n' désignent les divisions correspondantes au zéro, et au 100e degré, un degré cor-

respond à $(n'-n)$: 100 divisions ; et, par conséquent, quand le mercure s'élèvera à la division n'', $n''-n$ divisé par la valeur d'un degré sera évidemment la température qui serait indiquée par un thermomètre dont la tige parfaitement cylindrique aurait été divisée en 100 parties égales entre les deux limites de la glace fondante et de l'eau bouillante.

Lorsque le tube d'un thermomètre n'est pas suffisamment cylindrique, et qu'il n'a point été divisé en parties d'égales capacités, on peut encore en faire un instrument exact lorsqu'on possède un thermomètre bien gradué : pour cela on plonge les deux instruments dans un vase plein d'eau, qu'on porte successivement à différentes températures peu éloignées, par exemple à 5°, 10°, 15°, etc. ; on marque sur le premier les indications du thermomètre étalon, et on divise les intervalles en parties égales entre elles.

Lorsqu'un thermomètre est construit et fermé, et qu'il a été bien purgé d'air, on peut vérifier si les divisions correspondent à des parties d'égales capacités, par un moyen très simple qu'il est bon de connaître. On place le tube horizontalement, et on lui donne un petit mouvement brusque dans le sens de sa longueur : une colonne de mercure se détache de la masse, et on la promène dans la longueur du tube, en mesurant à chaque position le nombre de divisions qu'elle occupe.

722. *Différentes échelles thermométriques.* Le nombre des divisions comprises dans l'échelle thermométrique entre la glace fondante et la température de l'eau bouillante est de 100 dans le thermomètre centigrade, de 80 dans le thermomètre de Réaumur, et de 180 dans celui de Fahrenheit, dont on se sert en Angleterre. Dans les deux premiers, la division correspondante à la glace fondante est marquée 0° ; dans celui de Fahrenheit elle est marquée 32° ; dans ce dernier instrument, le zéro correspond au maximum de froid observé en Islande. Dans tous, l'échelle est étendue au delà de la température de l'ébullition par des divisions égales, et dans les deux premiers, au dessous de zéro, de la même manière.

723. Lorsqu'on donne l'indication d'un thermomètre, il est alors indispensable d'ajouter s'il est centigrade, Réaumur ou Fahrenheit. Il est d'ailleurs très facile de trouver les indications correspondantes de ces trois instruments. En effet, pour transformer des degrés centigrades en degrés Réaumur, il est évident qu'il faut multiplier les premiers par $\frac{80}{100}$ ou par $\frac{4}{5}$, et pour les traduire en de-

grés Fahrenheit il faut les multiplier par $\frac{180}{100}$ ou $\frac{9}{5}$ et ajouter 32.

L'échelle de Fahrenheit est principalement en usage en Angleterre, dans l'Amérique du Nord et en Hollande ; l'échelle centigrade, en France et dans le nord de l'Europe ; l'échelle Réaumur est encore employée en France et en Espagne.

724. Si on voulait construire un thermomètre dont les degrés eussent une grande étendue, de manière à pouvoir être divisés en un grand nombre de parties, il faudrait faire des tiges extrêmement longues et de grands réservoirs, ce qui serait souvent très incommode et rendrait les instruments paresseux. On pourrait alors construire des instruments dont l'échelle, d'une assez grande longueur, ne correspondît qu'à un certain nombre de degrés, qui ne marquât, par exemple, que 10 degrés sur toute sa longueur. La graduation se ferait avec un thermomètre étalon, et ceux qui seraient destinés à indiquer de basses températures devraient évidemment être terminés par un boule destinée à loger le mercure dans les circonstances ordinaires (*fig.* 427).

725. *Déplacement du zéro.* En 1823, M. Flaugergues découvrit que le zéro se déplace dans les thermomètres les mieux construits, c'est-à-dire que, ces instruments étant plongés dans la glace fondante, la colonne de mercure ne descend pas au point marqué 0^d sur l'échelle ; elle reste élevée au dessus d'une certaine fraction de degré. M. Bellani a constaté que le déplacement du zéro va toujours en augmentant pendant un certain temps, qu'il a fixé à deux ans, après quoi il reste stationnaire. Il est très probable que cet effet provient de la lenteur avec laquelle le verre chauffé reprend son volume primitif. Récemment M. Legrand s'est beaucoup occupé du phénomène dont il est question ; nous rapporterons les principaux résultats de ses expériences.

1° Le déplacement du zéro a lieu dans les instruments maintenus à une température constante et dans ceux qui éprouvent toutes les vicissitudes de température de l'atmosphère. 2° Le déplacement du zéro atteint sa limite après des temps variables d'un instrument à un autre, mais qui ne paraît pas excéder quatre mois. 3° Le déplacement n'est pas le même dans tous les instruments ; il paraît dépendre moins de la forme des réservoirs que de la nature du verre, de son épaisseur et du recuit plus ou moins fort qu'il éprouve dans les manipulations qui suivent l'ébullition du mercure. 4° Dans les thermomètres dont le réservoir est en verre, le dé-

placement varie entre 3/10 et 5/10 de degré ; dans les thermomètres dont le réservoir est en cristal ou verre tendre, dit *émail*, le déplacement est généralement nul. 5° Le déplacement ne s'opère pas d'un mouvement uniforme, et c'est immédiatement après la construction de l'instrument qu'il est le plus grand. 6° Lorsque le déplacement complet du zéro est effectué, si on chauffe le thermomètre jusqu'à l'ébullition du mercure, le zéro retombe au point où il était immédiatement après la construction du thermomètre, mais il remonte à la longue comme la première fois. 7° Lorsqu'un thermomètre a été chauffé jusque vers 300°, et refroidi très lentement au moyen d'un bain d'huile, le zéro remonte beaucoup plus qu'il n'aurait fait sans cela ; le déplacement augmente avec la température et la lenteur du refroidissement ; mais, ces circonstances restant les mêmes, une seconde et une troisième opération ne changent rien. Les thermomètres à réservoir en cristal, soumis à la même épreuve, offrent aussi un déplacement dans le zéro, mais il est moindre que pour les thermomètres à réservoir de verre : l'effet du recuit dépasse 1°, c'est-à-dire que le zéro remonte de plus d'un degré en sus de ce qu'il aurait fait sans le recuit. 8° Lorsqu'un thermomètre dont le zéro est fixe est chauffé à la température de l'ébullition du mercure (360°), le zéro peut être déplacé de 3°. 9° Un thermomètre chauffé à 300° et refroidi lentement n'éprouve plus de déplacement dans son zéro lorsqu'il est exposé à l'air pendant un temps quelconque. 10° Un thermomètre ayant été recuit à 100°, si on le chauffe jusqu'à l'ébullition du mercure et qu'on le laisse refroidir dans l'air, le zéro redescend, mais non pas jusqu'au point où il était immédiatement après la construction. En le recuisant de nouveau jusqu'à 300° le zéro remonte au point où il était déjà parvenu ; si on le laisse sans le recuire, il remonte un peu, mais jamais jusqu'au point où le recuit le ferait arriver. 11° Lorsque la température du recuit est notablement moindre que 300°, le déplacement du zéro est moindre, et il est possible que cela n'arrête pas celui qui se serait opéré de lui-même avec le temps. 12° Le déplacement du zéro a lieu pour un thermomètre ouvert comme pour celui dont on a chassé l'air, soit qu'on abandonne l'instrument à lui-même, soit qu'on le fasse recuire dans l'huile, mais il est peut-être un peu moindre lorsque l'instrument est ouvert.

Il résulte de tous ces faits que le déplacement du zéro ne provient pas du dégagement de l'air adhérent au verre ou au mercure, puisqu'il n'a pas lieu aux températures ordinaires avec le cristal, et

qu'on ne l'empêche pas en laissant le thermomètre ouvert. Il provient indubitablement de ce que le retrait du verre ne se fait que lentement lorsque le refroidissement de l'instrument a eu lieu brusquement. Il est cependant singulier que ce phénomène n'ait pas lieu pour le cristal comme pour le verre ordinaire, quoiqu'il se trempe de même.

Il faut conclure de tout cela que les thermomètres doivent avoir leurs réservoirs en cristal, et que, quand les instruments sont destinés à mesurer de hautes températures, il est important à chaque opération de déterminer la position du zéro de l'échelle.

726. *Thermomètre à alcool.* On emploie quelquefois à la place du mercure l'alcool coloré par l'orseille; mais la faible densité de ce liquide ne permet pas d'opérer de la même manière. Pour remplir la boule et une partie du tube, on chauffe la boule, et on plonge l'extrémité du tube dans l'alcool : par le refroidissement une certaine quantité de liquide pénètre dans le tube et dans la boule; on chauffe de nouveau : les vapeurs chassent la plus grande partie de l'air de la boule et du tube, de sorte qu'en plongeant de nouveau l'extrémité du tube dans l'alcool, la boule et le tube se remplissent presque complétement; alors on expulse la bulle d'air qui reste, en faisant tourner rapidement le thermomètre; la boule étant éloignée du centre de rotation, la force centrifuge dégage facilement cette bulle d'air. On ferme ensuite le tube, et on détermine les points fixes comme pour le thermomètre à mercure; l'atmosphère de vapeur qui se forme à la partie supérieure du tube s'oppose à l'ébullition du liquide à 100°, quoiqu'elle ait lieu dans l'air à une température beaucoup plus basse.

La dilatation de l'alcool ne suivant pas la même loi que celle du mercure, ces instruments ont une marche différente de ceux à mercure; on les emploie cependant pour mesurer des températures très basses, pour lesquelles ces derniers ne pourraient pas servir. Pour que leur marche diffère moins de celle des thermomètres à mercure, on pourrait déterminer sur l'échelle un grand nombre de points par la comparaison avec un thermomètre-étalon à mercure.

727. On conçoit facilement que des thermomètres construits de la même manière, avec le même liquide, donneraient les mêmes indications dans les mêmes circonstances; mais il n'en serait plus ainsi si on comparait entre eux des instruments construits avec des liquides différents : car les liquides ne se dilatent pas suivant la

même loi. Le tableau suivant, qui résulte des observations de Deluc, donne la correspondance des thermomètres construits avec différents liquides.

Tableau indiquant les degrés correspondants marqués par des thermomètres construits avec différents liquides.

MERCURE.	HUILE D'OLIVE.	HUILE ESSENTIELLE DE CAMOMILLE.	HUILE ESSENTIELLE DE THYM.	ALCOOL.	EAU SATURÉE DE SEL MARIN.	EAU.
80	80	80	80	80	80	80
75	74,6	74,7	74,3	73,8	74,1	71
70	69,4	69,5	68,8	67,8	68,4	62
65	64,4	64,3	63,5	61,9	62,6	53,5
60	59,3	59,1	58,3	56,2	57,1	45,8
55	54,2	53,9	53,3	50,7	51,7	38,5
50	49,2	48,8	48,3	45,3	46,6	32,0
45	44,0	43,6	43,4	40,2	41,2	26,1
40	39,2	38,6	38,4	35,1	36,3	20,5
35	34,2	33,6	33,5	30,3	31,3	15,9
30	29,3	28,7	28,6	25,6	26,5	11,2
25	24,3	23,8	23,8	21,0	21,9	7,3
20	19,3	18,9	19,0	16,5	17,3	4,1
15	14,4	14,1	14,2	12,2	12,8	1,6
10	9,5	9,3	9,4	7,9	8,4	0,2
5	4,7	4,6	4,7	3,9	4,2	0,4
0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
— 5				— 3,9	— 4,1	
— 10				— 7,7	— 8,0	

M. Biot a cherché à déterminer le rapport qui existe entre les indications des thermomètres construits avec différents liquides : il s'est servi pour cela des expériences de Deluc, et a reconnu que les résultats satisfaisaient à l'équation

$$D_t = At + Bt^2 + Ct^3,$$

t étant l'indication du thermomètre à mercure, et D_t l'indication correspondante du thermomètre dont il s'agit. Pour chaque liquide les constantes A, B, C, doivent être déterminées de manière à satisfaire à trois observations. Nous rapporterons seulement ici les valeurs des constantes correspondantes aux différents liquides observés par Deluc.

Mercure :

$A = +1$ $\quad$ $B = 0$ $\quad$ $C = 0$

Huile d'olive :

$A = +0{,}950667$ $\quad$ $B = +0{,}0007500$ $\quad$ $C = +0{,}000016$

Huile essentielle de camomille :

$A = +0,920442$ $B = +0,0013056$ $C = -0,000003889$

Huile essentielle de serpolet :

$A = +0,949335$ $B = -0,0001667$ $C = +0,000010000$

Eau saturée de sel marin :

$A = +0,820006$ $B = +0,0020275$ $C = +0,000002775$

Alcool très rectifié :

$A = +0,784000$ $B = +0,0020800$ $C = +0,000007750$

Mélange d'une partie d'eau et d'une d'alcool :

$A = +0,705333$ $B = +0,0027500$ $C = +0,000011667$

Mélange d'une partie d'alcool et de trois parties d'eau :

$A = +0,010333$ $B = +0,0155277$ $C = -0,000039444$

Eau pure :

$A = -0,160000$ $B = +0,0185000$ $C = -0,000050000$

Ainsi, pour les thermomètres à alcool, on a

$$D_t = 0,784\,t + 0,00208\,t^2 + 0,00000775\,t^3;$$

pour le thermomètre à eau pure privée d'air,

$$D_t = -0,16\,t + 0,0185\,t^2 - 0,00005\,t^3.$$

Cette dernière formule indique le maximum de densité à 4°,413.

728. *Thermomètres à air.* Les thermomètres à air sont composés d'un tube capillaire très long, ouvert par une de ses extrémités et terminé par une boule (*fig.* 429). On remplit la boule et le tube d'air sec par le procédé indiqué (565) ; on laisse une bulle de mercure dans le tube pour séparer l'air extérieur de l'air intérieur, et on gradue comme à l'ordinaire. Pour que les indications soient comparables entre elles, l'instrument doit rester dans les mêmes positions, afin que le poids de l'index de mercure agisse toujours de la même manière sur l'air intérieur : car la pression qu'il exerce est égale à son poids, décomposé suivant la direction de l'axe du tube. Pour graduer ces instruments, il faut nécessairement que la capacité de la boule ne soit pas plus grande que le triple environ de celle du tube (566) ; autrement l'index de mercure sortirait du tube à 100°, ou rentrerait dans la boule à 0°. On peut aussi les disposer comme l'indiquent les *fig.* 430 et 431. Dans la première, l'air est renfermé dans une boule terminée par un tube capillaire plongeant dans un vase ouvert plein de mercure ou de liquide coloré ; dans la seconde, l'espace clos qui renferme l'air contient aussi le liquide dans lequel plonge un tube ouvert par les deux bouts. Ces instruments ont le grand défaut d'être influencés par la pression de l'air, et par conséquent de varier avec elle ; et quand ils sont disposés comme

dans les *fig.* 430 et 431, la pression à laquelle l'air est soumis varie avec la hauteur de la colonne liquide.

Les thermomètres à air ne sont employés que dans des expériences de précision ; mais alors ils ne sont pas gradués comme les thermomètres ordinaires. On divise le tube en parties d'égales capacités, dont on détermine le volume par rapport à celui du réservoir jusqu'à l'origine des divisions. Pour mesurer avec cet instrument une température élevée, on place l'index à l'aide d'un fil de fer ou de platine à l'origine des divisions ; on note le volume occupé par l'air, la température extérieure, et la hauteur du baromètre ; ensuite on plonge l'instrument dans le milieu dont on veut connaître la température, et on observe le volume de l'air et la hauteur du baromètre ; on a alors tous les éléments nécessaires pour déterminer cette dernière température. Si on voulait mesurer une température inférieure à celle de l'air, il est évident qu'il faudrait d'abord amener l'index de mercure au sommet de la tige. Le thermomètre à air est principalement employé pour mesurer les températures très élevées ou très basses, et surtout pour ces dernières, attendu que l'on ne peut pas employer le thermomètre à mercure, puisque ce métal se congèle à $-40°$, et que bien avant cette température sa dilatation est irrégulière ; il est également impossible d'employer le thermomètre à alcool, parce que la loi de sa dilatation est inconnue.

Désignons par t la température extérieure, par x la température inconnue, par V et V' les volumes apparents de l'air du thermomètre à ces deux températures, par h et h' les hauteurs du baromètre correspondantes, par a et k les coefficients de dilatation de l'air et du verre, et enfin par v le volume réel de l'air à 0° sous la pression h, on aura évidemment

$$v\,(1-at)\,(1-kt) = V \quad \text{et} \quad v\,(1+ax)\,(1-kx) = \frac{V'h'}{h},$$

$$\text{d'où} \quad \frac{(1+ax)\,(1-kx)}{(1+at)\,(1-kt)} = \frac{V'h'}{Vh}.$$

Si on négligeait la dilatation du verre, qui est à peu près 150 fois plus petite que celle de l'air, la formule deviendrait

$$\frac{1+ax}{1+at} = \frac{V'h'}{Vh}.$$

729. *Sensibilité des thermomètres.* Il faut distinguer dans les thermomètres deux espèces de sensibilité : celle qui fait apprécier de très petites variations de température, et celle qui permet à ces instruments de se mettre très promptement en équilibre de température avec le milieu environnant. Pour produire la première espèce de sensibilité, les tiges des thermomètres doivent avoir

un très petit diamètre, et les réservoirs une grande capacité. La dernière exige, au contraire, que la masse thermométrique soit très petite. Ainsi on ne peut pas réunir dans le même instrument ces deux espèces de sensibilité à un très haut degré. Dans chaque cas particulier il sera facile de reconnaître celle qui est la plus importante, et par conséquent celle qu'on doit chercher à obtenir. Sous le rapport de la promptitude avec laquelle l'instrument se met en équilibre de température avec les corps environnants, le thermomètre à air est bien préférable aux thermomètres à liquide, et il en est de même sous le rapport de l'étendue des variations : car le coefficient de dilatation des gaz est beaucoup plus grand que celui des liquides; mais comme son usage est moins simple, on ne l'emploie que dans les recherches de précision.

730. *Précautions à prendre dans l'évaluation des températures.* Lorsque la masse d'un corps est très grande, et que sa température est sensiblement constante, on peut la mesurer en employant des thermomètres à grands reservoirs, dans lesquels les divisions très espacées permettent d'apprécier de petites fractions de degré. Quand la température de la masse fluide éprouve des variations plus ou moins rapides, il faut employer des thermomètres n'ayant qu'une très petite masse, principalement des thermomètres à air; et encore les indications des instruments sont toujours en retard sur la température du milieu : par conséquent la température observée est toujours trop élevée si le milieu se refroidit, ou trop basse si le milieu s'échauffe. Quand la masse du milieu dont on veut déterminer la température n'est pas très grande, il faut toujours qu'elle le soit relativement à celle du corps thermométrique; autrement il faudrait avoir égard à la quantité de chaleur absorbée par l'instrument, et en déduire la température que cette quantité de chaleur donnerait à la masse fluide : ce calcul ne présenterait d'ailleurs aucune difficulté. En désignant par m la masse du thermomètre, par M la masse du fluide, par t la température indiquée par le thermomètre, par C et c les capacités calorifiques des masses M et m, et par t' la variation de température qu'a éprouvée le thermomètre, il est évident que la quantité de chaleur qu'il a absorbée est mct', et que la température que cette quantité de chaleur produirait dans la masse M serait $mct' : MC$; par conséquent sa température vraie sera $t + mct' : MC$.

Il faut aussi, dans tous les cas, que le réservoir et la tige de l'instrument soient plongés dans le corps dont on veut mesurer la température; autrement il y a une erreur dans l'estimation de cette température; mais on peut la corriger quand on connaît la température de la partie de la tige qui n'est pas plongée dans le corps. En effet, si on désigne par x la température vraie du corps, par T la température indiquée par le thermomètre, par t la température du mercure de la tige, et enfin par m le nombre de degrés de la tige soumis à la température t, on aura évidemment

$$x = T + \frac{m(x-t)}{6480}, \quad \text{d'où} \quad x = \frac{6480\,T - mt}{6480 - m}.$$

731. *Thermoscopes et thermomètres différentiels.* Il a été question de l'usage de ces instruments (472); il nous reste à parler

de leur construction et de leur graduation. Ces instruments ne servent, comme nous l'avons dit, qu'à indiquer les différences de température auxquelles les boules sont soumises; de sorte que l'instrument étant placé dans un milieu à une température constante, terminé par une enceinte à la même température, son indication resterait constante. Les thermoscopes ne diffèrent des thermomètres différentiels, comme nous l'avons déjà dit, que par la nature et le volume du liquide intérieur. Dans les premiers, les deux masses d'air sont séparées par une bulle de mercure; dans les derniers par une longue colonne d'acide sulfurique, colorée par du carmin. Les thermoscopes sont toujours disposés comme l'indique la *fig.* 432; les thermomètres différentiels le sont ordinairement comme dans les figures 433 et 434, et peuvent l'être comme dans la *fig.* 435.

Pour introduire du liquide dans ces instruments, on laisse à l'une des boules, ou le long du tube, un petit appendice capillaire très délié et ouvert *a;* on chauffe légèrement l'appareil, et on plonge l'orifice capillaire dans le liquide que l'on veut introduire. Par le refroidissement une certaine quantité de liquide s'introduit dans l'appareil; alors on ferme au chalumeau l'orifice d'introduction, et on amène l'extrémité de la colonne liquide au point convenable, en faisant passer une partie de l'air d'une boule dans l'autre en la chauffant. Le zéro de l'échelle étant donné quand les deux boules sont à la même température, il est évident qu'il suffit de trouver un autre point, en soumettant les deux boules à des températures dont la différence soit connue. Cette opération ne présente aucune difficulté quand une des boules est au dessous de l'autre (*fig.* 433 et 435) : on détermine la température de l'air extérieur, et on plonge la boule inférieure dans de l'eau dont la température soit bien connue; on divise alors l'intervalle en parties égales, et on porte ces parties au dessous de 0°, et au dessus du terme qu'on a obtenu directement. Quand les boules sont à la même hauteur, l'immersion d'une des boules dans l'eau exige l'emploi d'un petit appareil, composé d'un entonnoir, dont l'orifice inférieur est un peu plus grand que le diamètre des boules; on le place de manière qu'il enveloppe une d'elles, et on ferme la partie inférieure par un bouchon de liége, divisé en deux parties qui embrassent la tige située au dessous de la boule; on verse alors dans l'entonnoir de l'eau à une température qui excède de quelques degrés celle de l'air extérieur.

732. Lorsque les boules ont une capacité très grande par rapport à celle du tube

qui établit la communication, il est facile de reconnaître que la variation de température, quand elle est très petite, est sensiblement proportionnelle à la variation de l'index dans la partie horizontale du tube, dans la disposition de Rumfort, ou à la différence de hauteur des deux colonnes liquides, dans la disposition de Leslie. En effet, si nous désignons par V et V', dans la première, les volumes d'air qui sont séparés par l'index, par m l'accroissement du volume de V correspondant à la variation de température t, l'index ne sortant pas du tube horizontal, les forces élastiques de l'air de chaque côté sont égales : par conséquent on aura

$$\frac{V(1+at)}{V+m}=\frac{V'}{V'-m}, \quad \text{d'où} \quad m=\frac{VV'at}{V+V'+Vat}.$$

Lorsque t n'est que d'un très petit nombre de degrés, Vat peut être négligé par rapport à $V+V'$, et on a alors

$$m=\frac{VV'at}{V+V'}.$$

Ainsi m est sensiblement proportionnel à t.

Dans la disposition de Leslie, en admettant que la capacité du tube soit une fraction très petite du volume d'une des boules, on pourra toujours négliger les variations de volume des deux masses d'air. Il est alors facile de reconnaître que les variations de températures sont sensiblement proportionnelles aux différences des hauteurs ; et on pourra déterminer la différence de température en fonction de la différence h des deux niveaux, et de la densité d du liquide, lorsqu'on connaîtra la température T, et la hauteur H du baromètre à l'instant où l'on a fermé les boules. En effet, en désignant par T' la température de l'air à l'instant de l'observation, la force élastique de l'air renfermé dans les boules est $H(1+aT') : (1+aT)$; et, quand la température de l'une d'elles augmente de $t°$, elle change dans le rapport de $1+a(T'+t)$ à $1+aT'$, et devient par conséquent $H[1+a(T'+t)] : (1+aT)$; et l'excès de cette force élastique sur celle qui existait, et qu'on suppose subsister dans l'autre boule, est $Hat : (1+aT)$; mais cet excès de pression est mesuré par la colonne liquide dont la hauteur est h, ou une colonne de mercure de même poids ayant pour hauteur $hd : 13{,}59$. On a alors l'équation

$$\frac{hd}{13{,}59}=\frac{Hat}{1+aT}, \quad \text{d'où} \quad t=\frac{hd(1+aT)}{13{,}59 \cdot aH}.$$

En supposant $T=0$, $H=0^{m},76$, $d=1$ et $t=1°$, on trouve $h=0^{m},0387$ $=38{,}7$ millimètres : ainsi une variation de 1/100 de degré correspondra à une différence de hauteur de $0^{mm},38$, qui est très appréciable. Mais, comme il faut employer de l'acide sulfurique pour éviter la formation des vapeurs, et que sa densité est à peu près deux fois plus grande que celle de l'eau, la sensibilité sera deux fois plus petite, et on ne pourra pas estimer des variations beaucoup plus petites que 1/50 de degré.

733. Les dispositions ordinaires du thermoscope et du thermomètre différentiel ont un grand inconvénient ; lorsqu'on échauffe un peu trop une des boules, une certaine quantité d'air passe de cette boule dans l'autre, et l'échelle qui a été tracée par expérience devient fautive ; et ce passage de l'air a lieu d'autant plus facilement que l'instrument est plus sensible. On peut éviter cet inconvénient dans les thermomètres différentiels en plaçant dans la direction des tubes de petits renflements pleins de liquide (*fig.* 436, 437, 438) : il faut alors déplacer l'échelle lorsque la température extérieure change ; mais cette circonstance n'a aucun inconvénient quand on mesure la

variation de température par la variation de hauteur des deux colonnes, au moyen de la formule de l'article précédent.

734. *Histoire du thermomètre.* Le thermomètre a été imaginé au commencement du dix-septième siècle. On n'est point d'accord sur l'auteur de cette importante découverte : les Italiens l'attribuent à Sanctorius, médecin de Venise; les Hollandais à Drebbel, médecin d'Alkmaar. Le thermomètre de Drebbel était un véritable thermomètre à air ; il avait la forme indiquée par la fig. 430.

L'emploi d'un liquide comme substance thermométrique est dû aux académiciens de Florence ; ils se servirent d'alcool, et donnèrent au thermomètre la forme que l'on emploie maintenant. Cette amélioration fut importante, parce que les indications de l'instrument n'étaient plus influencées par les variations de pressions atmosphériques.

Bayle fit au thermomètre de Drebbel une modification très utile : il plaça le réservoir d'air à la partie inférieure (*fig.* 431), ce qui permettait de plonger l'instrument dans un liquide. Ce physicien avait senti la nécessité de prendre un point fixe; il connaissait la fixité de température de la glace fondante, mais il préféra celle de la liquéfaction de l'huile d'anis. Halley et Amontons avaient eu l'idée de prendre la température de l'eau bouillante comme point fixe.

Newton reconnut le premier l'inconvénient de l'alcool comme substance thermométrique ; il lui substitua l'huile de lin. Ce grand physicien aperçut le premier l'importance d'avoir deux points fixes, et se servit de la congélation et de l'ébullition de l'eau.

C'est à Roemer, de Dantzick, que l'on doit la substitution du mercure à l'alcool, ainsi que l'échelle connue sous le nom de Fahrenheit. Le 0° était fixé d'après le froid le plus intense de l'Islande ; mais la graduation se faisait en prenant les deux points de la fusion de la glace et de l'eau bouillante. Fahrenheit découvrit le premier l'influence de la pression de l'air sur la température de l'ébullition. L'échelle centigrade fut employée pour la première fois par le professeur suédois Celsius.

735. *Thermomètres métalliques.* On peut construire des thermomètres métalliques d'un grand nombre de manières différentes. Lorsqu'on emploie l'allongement d'une lame métallique, on la fixe par une de ses extrémités contre un corps dont la dilatation soit beaucoup plus petite, et ordinairement on augmente la dilatation apparente à l'aide d'un ou plusieurs leviers. La *fig.* 345 présente un pyromètre métallique d'une construction assez simple, et qui peut

être rendu d'une grande sensibilité. On pourrait graduer l'échelle en plaçant l'instrument dans de l'air à des températures connues.

736. Pour construire des thermomètres métalliques on peut aussi employer un autre effet de la dilatation : lorsque deux lames métalliques, rectilignes, d'inégale dilatabilité, sont réunies entre elles d'une manière invariable par deux faces, un changement de température courbe leur ensemble, de manière que la lame qui se dilate le moins est dans la concavité de la courbe si la température s'élève, et dans la convexité si elle s'abaisse. Nous avons indiqué, page 400, la construction d'un pendule compensateur fondé sur ce principe. M. Bréguet en a fait une heureuse application à la construction d'un thermomètre d'une grande sensibilité. Cet appareil (*fig.* 439) est composé d'une hélice cylindrique MN, fixée par une de ses extrémités à une pièce de cuivre PQ, et dont l'autre extrémité porte une aiguille ab; l'hélice est formée de trois lames de platine, d'or et d'argent, qui ont été réunies par une forte pression. L'inégalité des dilatations du platine et de l'argent fait tordre ou détordre la spirale par les changements de température, et par conséquent fait tourner l'aiguille ab. On a reconnu, par des expériences directes, que les arcs décrits par l'aiguille étaient proportionnels aux variations de températures. Par conséquent, en déterminant, par la comparaison avec un bon thermomètre, les positions de l'aiguille correspondantes à deux températures quelconques, divisant l'intervalle en autant de parties qu'il y a de degrés dans la différence des températures, et portant ces divisions au delà de ces deux termes, on aura un instrument dont les indications seront aussi certaines que celles des thermomètres à mercure. Nous avons dit que l'hélice était formée de trois métaux ; on pourrait ne mettre que les deux extrêmes, l'argent et le platine; mais l'or, placé entre eux, ayant une dilatation moyenne, empêche les deux premiers de se déchirer par la grande inégalité de leur dilatation. Cet instrument, sous le rapport du temps, est d'une sensibilité incomparablement plus grande que les autres thermomètres; et en augmentant le rayon du cercle AB, ainsi que la longueur de l'aiguille, on pourrait sous-diviser un degré en un très grand nombre de parties.

737. Borda, dans les grandes opérations géodésiques de la mesure d'un arc du méridien de la France, se servait d'un thermomètre métallique d'une construction très simple : il employait pour mesure linéaire une grande règle de platine de douze pieds de long, dont il fallait connaître exactement la température à chaque opé-

ration. Pour cela, Borda avait appliqué sur cette règle (*fig.* 440) une autre règle en cuivre moins longue, fixée invariablement avec la première par une de ses extrémités ; l'autre extrémité de la règle de cuivre correspondait à des points de la lame de platine qui différaient suivant la température. Pour déterminer, d'après la position de l'extrémité de la barre de cuivre, la température commune des deux barres, Borda plongeait l'appareil dans l'eau bouillante, et marquait sur la règle de platine l'extrémité de la règle de cuivre, et répétait la même opération en immergeant l'appareil dans la glace fondante; l'intervalle des deux marques était ensuite divisé en parties égales. Il est évident, d'après cela, que la ligne de coïncidence indiquait sur l'échelle la température : comme les divisions étaient très petites, on les observait au moyen d'une loupe que portait la tige de cuivre.

738. *Pyromètres.* Tous les instruments dont nous venons de parler ne peuvent être employés que pour déterminer des températures peu élevées. Ceux qui sont en usage pour estimer les hautes températures portent le nom de *pyromètres.* Le pyromètre métallique, qui paraît le plus simple, consiste en une masse de terre cuite, sillonnée d'une rainure, dans laquelle s'engage une barre métallique fixée par une extrémité, et dont l'autre extrémité s'appuie sur un petit levier mobile autour d'un point fixe, dont le prolongement parcourt un cadran divisé ; le plateau d'argile se dilatant peu par la chaleur, l'aiguille marche à mesure que la barre est soumise à une température plus élevée. Cette disposition est analogue à celle de la *fig.* 345. Le plateau d'argile dans lequel est engagée la barre est placé dans le fourneau dont on veut mesurer la température; l'aiguille ainsi que le cadran sont en dehors.

739. Le pyromètre le plus fréquemment employé dans les arts est connu sous le nom de Wedgwood, son inventeur. Il est fondé sur le retrait qu'éprouve l'argile lorsqu'elle est soumise à l'action de la chaleur : ce retrait croît avec la température, mais suivant une loi inconnue ; il est dû, jusqu'à une certaine limite, à l'eau que l'argile abandonne; mais au delà, il paraît provenir uniquement d'une plus forte agglomération des parties. Il est composé (*fig.* 441) d'une plaque de cuivre *ABCD*, sur laquelle sont fixées trois barres de même métal inclinées entre elles, de manière que l'intervalle des barres *N* et *P* soit égal à celui que formerait le prolongement des barres *M* et *N*; l'une des règles est divisée en 240 parties égales qu'on nomme degrés; de petits cônes tronqués *abcd*, faits en argile

et cuits à la chaleur rouge naissant, placés entre les règles fixes, s'enfoncent jusqu'à une ligne marquée zéro. Lorsqu'on veut connaître la température d'un fourneau, on y introduit un des petits cônes d'argile en le plaçant dans un creuset fermé ; on le retire après qu'il a pris la température du fourneau, on le laisse refroidir, et on le place entre les règles en le faisant glisser jusqu'au point le plus élevé qu'il puisse atteindre : le degré de l'échelle auquel il parvient indique la température. Pour que les indications d'un même instrument soient comparables, il faut que les cônes d'épreuve soient construits avec la même substance ; et même, dans ce cas, l'instrument ne peut pas indiquer des rapports, car on ne sait pas si le retrait est proportionnel à la température. On a trouvé que le zéro de ce pyromètre correspondait à 580°,55 du thermomètre centigrade, et que chaque degré du pyromètre représentait 72°,22 du même thermomètre ; mais, d'après ce qui précède, on ne peut pas compter sur ces nombres.

Il est souvent important de connaître la température d'un lieu auquel on ne peut pas parvenir pour y faire des observations directes, tels que le fond de la mer et des lacs, ou les températures maximum ou minimum qui ont lieu dans des temps où l'on ne peut pas observer le thermomètre. Pour cela, il faut avoir des instruments qui conservent une trace du maximum et du minimum de hauteur de la colonne liquide.

740. *Thermomètre à maximum de Six, perfectionné par Bellani.* Cet instrument se compose (*fig.* 442) d'un réservoir d'alcool *R*, à l'extrémité supérieure duquel se trouve un tube de verre recourbé *i*, qui se termine par un petit réservoir *M*. L'alcool remplit tout le réservoir *R* et une partie du tube jusqu'à *m*; le mercure occupe la partie du tube comprise entre *m* et *m'*; au dessus de *m'* se trouve une autre colonne d'alcool ; aux deux extrémités de la colonne de mercure se trouvent deux petits index, représentés *fig.* 442 *A* sur une plus grande échelle. Ils sont formés d'un petit tube de verre fermé par ses extrémités, renfermant un petit cylindre de fer ; à leur circonférence se trouve une boucle en cheveux, qui, par son élasticité, soutient l'index à la hauteur où il a été porté lorsqu'il est entièrement plongé dans l'alcool, mais qui ne l'empêche pas de marcher avec la colonne de mercure lorsque sa partie inférieure repose sur ce métal. Pour mettre l'appareil en expérience, on fait descendre les index sur le mercure au moyen d'un aimant. Si la température baisse, l'index *m* s'élève et reste en place ; quand la

température s'élève, l'index *m*, marche à son tour: ainsi le premier est destiné à mesurer les minima, et le second, les maxima.

741. *Thermomètre à maxima et à minima de Ruterford.* Cet instrument est composé (*fig.* 443) d'une planche sur laquelle se trouvent fixés deux thermomètres à tiges horizontales, placés en sens contraire. Le thermomètre *A* est à alcool blanc; il est destiné à indiquer le minimum de température. Il renferme pour cela un petit cylindre d'émail *a*, d'un diamètre un peu plus petit que celui du tube: cet index, amené par l'inclinaison de l'instrument en dedans du liquide jusqu'à ce qu'il touche l'extrémité de la colonne, reste dans sa position si le liquide se dilate; et s'il éprouve un retrait, il l'entraîne avec lui, de sorte que l'extrémité de ce cylindre la plus éloignée de la boule indique le minimum de température auquel l'instrument est parvenu. Le thermomètre inférieur *B* est à mercure; il renferme un petit cylindre d'acier *b* d'un diamètre un peu plus petit que celui du tube; comme l'acier n'est point mouillé par le mercure, la colonne en se dilatant le pousse devant elle, et l'abandonne lorsqu'elle est parvenue à son plus grand allongement. L'extrémité de cet index la plus voisine de la boule indique donc le maximum de température auquel l'instrument s'est élevé. On se rendra facilement compte de la cause qui fait mouvoir les deux index, en remarquant 1° que la colonne d'alcool est terminée par une surface concave, et que, si le cylindre d'émail n'était pas entraîné, il diminuerait la courbure de cette surface, et que l'excès de pression qui en résulterait ferait reculer l'index; 2° que la colonne de mercure est terminée par une surface convexe, et que, si le cylindre d'acier ne marchait pas avec elle, il en résulterait un aplatissement de la surface, et, par suite, un excès de pression dans les points environnants qui repousserait l'index. Il est évident que les deux thermomètres étant disposés comme dans la figure, en inclinant de gauche à droite la planche qui les supporte, les deux index viennent se remettre à leur place.

742. M. Gay-Lussac a imaginé un instrument qui remplit le même objet, mais qui est fondé sur un autre principe. Il consiste (*fig.* 444) en une boule de verre *A*, terminée par un tube *B* d'un petit diamètre, percé à son sommet d'une ouverture capillaire; ce tube est environné d'un cylindre *CD* d'un plus grand diamètre, mastiqué autour du tube *B* dans l'étendue *DE*. La boule *A* étant remplie d'eau, et le cylindre *CD* de mercure jusqu'en *F*, si on soumet l'appareil à une température plus basse, il se fera un vide dans la boule; une

partie du mercure proportionnelle à l'abaissement de température y pénétrera et n'en pourra plus sortir. On conçoit qu'en déterminant par des expériences préliminaires la quantité de mercure qui passe dans la boule par un abaissement d'un degré du thermomètre centigrade, et connaissant la température initiale, on pourra trouver le minimum de température auquel l'instrument a été soumis, en introduisant le mercure dans un tube gradué *MN* dont chaque division aurait un volume égal à celui du mercure qui tombe dans la boule par un abaissement d'un degré. Si l'instrument que nous venons de décrire était soumis à une température plus élevée, une partie du liquide sortirait de la boule, passerait au dessus du mercure; et la température étant revenue à son état primitif, on trouverait dans la boule une quantité de mercure égale à celle qui s'y serait introduite par un abaissement de températnre d'un même nombre de degrés. Ainsi la quantité de mercure passé dans la boule donne la mesure des variations de température au dessous ou au dessus de la température primitive; mais rien n'indique si la température a baissé ou augmenté.

Récemment M. Walferdin a proposé un nouveau thermomètre *à maxima*. Il se compose d'un thermomètre ordinaire à mercure, dont la tige est terminée par une petite ampoule placée latéralement, dans laquelle vient se loger le mercure qui dépasse la tige. On compare l'instrument après l'expérience avec un thermomètre-étalon, et on en conclut la quantité de mercure en degrés qui a passé dans l'ampoule; et, en ajoutant ce nombre de degrés à celui indiqué par l'instrument quand le mercure s'élève jusqu'à l'ampoule, on en conclut la température maximum.

Détermination de la température par la mesure directe de la dilatation.

743. La détermination de la température par la mesure directe de l'augmentation de volume des corps est principalement employée pour les températures très élevées, que les instruments ordinaires ne pourraient point supporter. Les substances qu'on emploie principalement pour cet objet sont l'air et le mercure. Pour le premier les expériences se font de la même manière, et avec les mêmes appareils que ceux qu'on emploie pour trouver le coefficient de dilatation de l'air à une haute température (570); il faut seulement résoudre la formule par rapport à t, et substituer pour le coefficient de la dilatation du verre celui qui convient à la température qu'on cherche. Quand on veut employer le mercure, on se sert de l'appareil *fig.* 403,

cet instrument porte alors le nom de *thermomètre à poids*. Lorsque les températures sont très élevées, on emploie la dilatation de l'air renfermé dans un vase d'or ou de platine.

744. On conçoit qu'on pourrait employer la dilatation d'un corps quelconque; mais, pour avoir des indications qui fussent d'accord avec celles que donnerait la dilatation de l'air, il faudrait avoir soin de prendre le coefficient de dilatation de ce corps qui correspond à des températures de l'ordre de celles que l'on veut mesurer : car on commettrait de très graves erreurs si on supposait la dilatation uniforme et égale à celle qui a lieu de 0° à 100°.

Détermination de la température d'un corps par la méthode des mélanges.

745. Nous avons vu précédemment que, quand on mêle des masses quelconques de deux corps sans action chimique, la température du mélange dépend de la température initiale des deux corps, de leur masse, et de leur capacité calorifique; par conséquent, si la température initiale d'un des deux corps était seule inconnue, on pourrait l'obtenir par la connaissance des autres éléments. Cette méthode peut être facilement employée pour déterminer la température d'un foyer: on y place une masse de platine ou de tout autre corps non altérable par le feu, et quand on suppose qu'elle en a pris la température, on la plonge dans de l'eau dont la masse et la température sont connues. Les précautions à prendre sont les mêmes que celles que nous avons indiquées pour obtenir les capacités calorifiques; mais comme les capacités varient avec la température, on commettrait de grandes erreurs si on la supposait constante : il faut prendre celle qui correspond à la température qu'on veut observer. Le tableau suivant indique les températures que l'on trouverait par la méthode dont il s'agit, en plongeant différents corps dans un même bain à 300° du thermomètre à air, et en prenant leur capacité de 0° à 100°.

Fer	332°,2
Mercure	318 ,2
Zinc	328 ,5
Antimoine	324 ,8
Argent	329 ,3
Cuivre	320 ,0
Platine	317 ,9
Verre	322 ,1

Voici de quelle manière ces nombres ont été obtenus.

Représentons par c la capacité du corps de 0° à 100°, par c' la capacité moyenne de 0° à 300°. La quantité de chaleur dégagée par le refroidissement du corps de 300° jusqu'à 0° sera évidemment $mc' \times 300$: alors, si on divise cette quantité par mc', on aura la température 300° ; mais, si on divise ce produit par mc, on aura évidemment un résultat plus grand dans le rapport de c' à c.

746. L'inconvénient résultant de la variation de capacité avec la température peut être complétement détruit en faisant deux opérations simultanées : en effet, si nous désignons par m et m' deux masses différentes d'un même corps que l'on plonge, lorsqu'elles ont acquis toutes deux la température inconnue T, l'une dans une masse M d'un liquide, l'autre dans une masse M' du même liquide, en désignant par t la température primitive des masses M et M', par θ et θ' les températures qu'elles acquièrent après l'immersion, et enfin par c et C les capacités des masses m m', et M, M', on aura les équations

$$mc(T-\theta) = MC(\theta-t) \quad \text{et} \quad m'c(T-\theta') = M'C(\theta'-t).$$

En divisant la première équation par la seconde, c et C disparaissent, et on trouve

$$\frac{m\,(T-\theta)}{m'(T-\theta')} = \frac{M(\theta-t)}{M'(\theta'-t)}, \quad \text{d'où} \quad T = \frac{mM'(\theta'-t)\theta - m'M(\theta-t)\theta'}{mM'(\theta'-t) - m'M(\theta-t)}.$$

Détermination de la température par les changements d'état des corps.

747. La température de la fusion des corps étant constante, on conçoit que ce phénomène peut servir à reconnaître si la température d'un foyer a été au dessus ou au dessous de certaines limites ; et si on pouvait se procurer des corps dont la fusibilité se manifestât à des températures croissantes et peu éloignées, on parviendrait ainsi à trouver la température d'un corps avec une approximation d'autant plus grande que les températures de la fusion des corps employés seraient plus voisines. Ainsi, par exemple, si on plaçait dans un foyer de chaleur de l'étain, du plomb et du zinc, dans trois vases séparés, ces trois métaux fondant à 210°, 260° et 360°, si l'étain seul entrait en fusion, la température du foyer serait comprise entre 210° et 260°. Mais les métaux simples sont fusibles à des températures trop éloignées pour que leur fusion donne des indications suffisamment approchées. M. J. Prinsep a imaginé d'employer des alliages d'argent et d'or, ou d'or et de platine, à différents titres, qui, embrassant toutes les températures comprises au delà de la fusion de l'argent, et pouvant être aussi nombreux qu'on le veut, permettent d'assigner exactement la nature de l'alliage fusible à une température déterminée. M. Prinsep forme avec l'or et l'argent dix alliages seulement, renfermant des quantités croissantes d'or de 1/10 ; et cent alliages avec l'or et le platine, dans lesquels ce dernier métal augmente successivement de 1/100. Pour observer la température d'un foyer, on y place une coupelle d'os

calcinés, renfermant un certain nombre de cavités numérotées, dans chacune desquelles on place un fragment d'alliage de la grosseur d'une tête d'épingle; quand la coupelle a pris la température du foyer, on la retire et on observe à quel alliage la fusion s'est arrêtée. Ce physicien désigne cet alliage par les deux lettres initiales des métaux alliés, et fait précéder l'une d'elles du chiffre indiquant la proportion dans laquelle il entre dans l'alliage. Ainsi, par exemple, si l'alliage le plus réfractaire fondu était formé de neuf parties d'argent et d'une d'or, il le désignerait par *A.* 0,1 *O.* Cette méthode est très commode pour reconnaître si la température d'un foyer est plus basse ou plus élevée que celle d'un autre foyer; mais, pour qu'elle en donnât une évaluation exacte, du moins pour qu'elle fût comparable à celles des températures que l'on mesure par les thermomètres ordinaires, il faudrait connaître la température de la fusion de chaque alliage en degrés du thermomètre à air. M. Prinsep a fait cette détermination pour la fusion de l'argent et de plusieurs alliages d'or, par la mesure de la dilatation de l'air renfermé dans un vase d'or. Voici le résultat de ses expériences.

Chaleur rouge	649° cent.
Chaleur orange. . . .	899
Fusion de l'argent. . .	999
Argent avec 1/10 d'or. .	1048
Argent avec 1/4 d'or . .	1121.

§ IX. *Sources de la chaleur.*

748. Les sources de la chaleur sont de deux espèces : les unes sont permanentes, les autres sont accidentelles. Les sources permanentes sont le soleil, la chaleur terrestre et la chaleur stellaire. Les sources accidentelles sont la pression, la percussion, le frottement, les changements d'état des corps et les actions chimiques. Nous parlerons des premières dans le chapitre suivant; ici il ne sera question que des sources accidentelles.

749. *Pression et percussion.* Lorsqu'un corps éprouve une diminution de volume par la pression, la chaleur s'en dégage, comme l'eau jaillit d'une éponge comprimée. Les corps solides et liquides, n'étant pas susceptibles d'éprouver une diminution notable de volume par une simple pression, ne dégagent pas sensiblement de chaleur; les corps gazeux, au contraire, étant très compressibles, en développent une grande quantité. Mais c'est

35.

principalement par une percussion vive que les corps émettent de la chaleur : tout le monde sait que les métaux frappés sur une enclume s'échauffent souvent au delà de la température que peut supporter la main ; l'air, l'oxygène et le chlore, fortement comprimés, dégagent de la chaleur et de la lumière ; c'est même sur cette propriété que sont fondés les briquets pneumatiques. Ces instruments sont composés, comme nous l'avons déjà dit (*fig.* 445), d'un cylindre creux *AB* en métal ou en verre, dans lequel se meut un piston dont l'extrémité inférieure renferme, dans une petite cavité, un fragment d'amadou ; en abaissant vivement le piston et le retirant aussitôt, l'amadou devient incandescent. Cependant les gaz ne deviennent point d'eux-mêmes lumineux par une compression subite, quelque grande qu'elle soit ; la lumière qui apparaît dans l'expérience du briquet à air provient toujours de la combustion des substances organiques qui se trouvent dans le corps de pompe (M. Thénard). Les liquides ne se comportent pas comme les corps solides et les gaz, le choc n'en dégage point de chaleur. Cependant MM. Colladon et Sturm, en comprimant de l'éther sulfurique à grands coups de marteau, sont parvenus à faire varier le thermomètre de Bréguet de 2°. Mais en comprimant de la même manière l'eau et l'alcool, on n'a obtenu aucune variation de température.

750. *Frottement.* Lorsque des corps de même nature ou de nature différente sont vivement frottés l'un contre l'autre, il se développe une quantité de chaleur d'autant plus grande que le frottement est plus rapide. C'est ainsi qu'il se manifeste beaucoup de chaleur sur l'essieu des roues, dans les métaux que l'on lime ou que l'on perfore, dans le choc de l'acier contre le silex, etc. ; et c'est d'après ce principe que plusieurs peuplades sauvages se procurent du feu en frottant vivement deux morceaux de bois sec. M. Humphry Davy, en frottant deux morceaux de glace l'un contre l'autre, est parvenu à en fondre une partie. Pour mesurer la quantité de chaleur dégagée par le frottement, Rumfort fit l'expérience suivante : il fora sous l'eau une masse de bronze, et il trouva que le forage, détachant 250 grammes de limaille, avait dégagé une quantité de chaleur capable d'élever 25 kil. d'eau de 0° à 100°. Le dégagement de la chaleur par le frottement est très facile à expliquer dans le système où l'on regarde la chaleur comme provenant des vibrations des atomes ; elle est, au contraire, très difficile à concevoir dans l'autre.

751. *Changement d'état des corps.* Nous avons vu précédem-

ment que, toutes les fois qu'un gaz passe à l'état liquide ou un liquide à l'état solide sans source de froid, il y a émission de chaleur; la première transformation peut avoir lieu par pression, la seconde ne se manifeste que par des actions chimiques.

752. *Actions chimiques.* Dans un grand nombre d'actions chimiques, il y a dégagement de chaleur. Dans plusieurs, le changement d'état des corps paraît en être la cause la plus influente; quelquefois même il doit être attribué à la différence de capacité calorifique de la combinaison et de ses éléments; mais dans toutes il existe une cause d'émission de chaleur qui réside dans le fait seul de la combinaison. Cette cause, quelquefois faible, laisse dominer les premières que nous avons énoncées; mais, souvent très puissante, elle produit une émission de chaleur, lorsque la considération seule du changement d'état ou de capacité calorifique indiquerait une absorption. Je citerai pour exemple la combustion de la poudre : la formation des gaz qui se développent absorbant beaucoup de chaleur, il devrait se produire du froid, si la combustion même n'était une source de chaleur. Nous ne pouvons point entrer ici dans l'examen de tous les phénomènes chimiques qui produisent de la chaleur; nous nous bornerons à faire connaître les plus importants.

753. L'air est composé d'un mélange de deux gaz, l'azote et l'oxygène; le dernier, qui en forme les 0,21, a une tendance plus ou moins grande à se combiner avec tous les corps qui n'en sont pas saturés, et cette combinaison porte le nom de *combustion.* La combustion, comme celle du fer exposé à l'air, a quelquefois lieu sans dégagement de chaleur; quelquefois, comme celle du phosphore, elle a lieu à la température ordinaire, avec émission de lumière sans chaleur sensible; du moins on ne peut la mesurer qu'au moyen de l'appareil dont M. Melloni s'est servi pour trouver les lois de la transmission du calorique rayonnant à travers les corps diathermanes. Mais le plus souvent la combustion est accompagnée d'un développement considérable de chaleur et de lumière: telle est celle du bois, de la houille dans nos foyers, de l'hydrogène carboné dans les appareils destinés à l'éclairage. D'après ce qui précède, le résultat de la combustion doit être plus pesant que le corps combustible de toute la quantité d'oxygène absorbé. Cependant le mot de combustion entraîne avec lui, du moins dans l'acception vulgaire, l'idée de destruction du corps combustible: car la plupart des combustibles que nous employons pour l'éclai-

rage et le chauffage disparaissent entièrement ou ne laissent que de faibles résidus; mais cette anomalie apparente est facile à expliquer. Les produits de la combustion peuvent être solides ou gazeux : dans le premier cas, le résidu de la combustion en est tout le produit, et on reconnaît qu'en effet il y a augmentation de poids: c'est ce qu'on peut facilement vérifier en faisant brûler du plomb dans un vase exposé au feu. Mais si les produits de la combustion sont gazeux, ils se dégageront à mesure qu'ils se produiront, et le résidu de la combustion ne sera formé que des substances solides incombustibles qui existaient dans le corps qui a été brûlé : c'est ainsi qu'en brûlant du charbon, il ne reste qu'une matière grise, connue sous le nom de cendre, formée des substances incombustibles que ce corps renfermait, parce que le produit de la combustion du charbon est gazeux. C'est à l'illustre Lavoisier que nous devons la connaissance de la nature des combinaisons qui s'effectuent dans la combustion. M. Berzélius a proposé une hypothèse fondée sur l'électricité pour expliquer l'origine de la grande quantité de chaleur qui se développe dans les combinaisons chimiques.

754. La quantité de chaleur développée par la combustion peut être déterminée au moyen du calorimètre de Rumfort (*fig.* 446). Cet appareil consiste en une caisse rectangulaire en cuivre mince, sur le fond de laquelle circule un tuyau également en cuivre, dont les extrémités se prolongent hors de la caisse; l'extrémité inférieure est terminée par un entonnoir renversé *PQ*; à la partie supérieure de la caisse se trouve une tubulure fermée par un bouchon, à travers lequel passe un thermomètre à long réservoir. On opère de la manière suivante : la caisse étant pleine d'eau, on brûle un poids déterminé de combustible sous l'entonnoir *PQ*, et à la fin de la combustion on observe la température de l'eau; la quantité de chaleur dégagée se déduit facilement de cette température, du poids de l'eau, de celui du cuivre et de sa capacité calorifique. Pour aténuer l'erreur due au refroidissement du vase pendant l'opération, on ne brûle que la quantité de combustible suffisante pour élever la température de l'eau de quelques degrés; on pourrait aussi employer la méthode indiquée (642). On doit avoir soin de diriger la combustion de manière que la température de l'air en sortant du serpentin soit peu différente de celle de l'air extérieur. Cet appareil renferme une cause d'erreur qui dans certains cas peut avoir une grande influence: une grande partie du calorique rayonné par le combustible ne concourt pas à l'échauffement de l'eau; le seul

moyen d'éviter cet inconvénient serait de placer dans la caisse même l'espace dans lequel a lieu la combustion. C'est à l'aide du calorimètre de Rumfort que les nombres suivants ont été trouvés.

TABLEAU

De la quantité de chaleur dégagée par la combustion de diverses substances.

NOMS DES SUBSTANCES.	Élévation de température que la chaleur dégagée par la combustion communiquerait au même poids d'eau.
Hydrogène	23400 L L (1)
Huile d'olive	11166 L L
Idem	9044 R (2)
Cire blanche	10500 L L
Idem	9479 R
Huile de colza épurée	9307 R
Suif	8369 R
Idem	7186 L L
Éther sulfurique	8030 R
Phosphore	7500 L L
Charbon	7226 L L
Naphte	7338 R
Alcool à 42° B	6195 R
— plus aqueux	5422 R
— à 33°	5261 R
Bois de chêne	3146 R

C'est à l'aide des combustibles très répandus à la surface de la terre, et par conséquent d'un prix peu élevé, tels que les bois, le charbon de bois, la houille, le coke, la tourbe, que nous obtenons la chaleur nécessaire au chauffage domestique et aux opérations des arts.

La plupart de ces combustibles brûlent avec flamme : la flamme est le lieu de la combustion des gaz combustibles dégagés par la chaleur. Pour en comprendre la nature, considérons une tranche horizontale très mince de gaz combustible, mais d'une certaine étendue : à sa sortie d'un combustible, elle s'élève en vertu de sa haute température, et brûle en même temps sur tous les points de sa circonférence; mais l'air qui a servi à la combustion doit se déplacer pour qu'elle continue. On voit alors que la hauteur de la

(1) Laplace et Lavoisier.
(2) Rumfort.

flamme est égale au chemin parcouru par la tranche de gaz combustible, pendant que la combustion s'est propagée jusqu'au centre, et que cette hauteur sera d'autant plus petite que l'air se renouvellera plus rapidement: aussi on diminue toujours la longueur d'une flamme en augmentant la vitesse de l'air environnant, et on l'augmente en diminuant cette vitesse. C'est ce qu'on peut facilement vérifier sur un bec de lampe ordinaire : en allongeant la cheminée de verre par un tuyau de papier, ce qui augmente la vitesse de l'air qui passe autour de la flamme (572), elle diminue de hauteur; et en obstruant en partie l'orifice du sommet de la cheminée, ce qui diminue la vitesse du courant, on allonge la flamme. Les flammes tendent toujours à prendre la direction verticale, mais elles en sont souvent déviées par la direction des courants d'air. Les flammes ne sont lumineuses qu'à la surface, parce que c'est là seulement que les gaz combustibles sont en contact avec l'air; on peut d'ailleurs le reconnaître directement en plaçant en travers de la flamme d'une bougie ou d'une chandelle une toile métallique : la flamme ne la traverse pas, elle s'épanouit au dessous, et on peut facilement reconnaître que l'intérieur est obscur. Cette propriété des tissus métalliques d'intercepter les flammes paraît due à une action répulsive qui s'exerce entre les corps chauds, et non à la perte de chaleur de la flamme due au contact du tissu métallique qui l'éteindrait: car la flamme ne passe pas, même quand le tissu est incandescent, et son épanouissement au dessous ne permet pas de douter que ce phénomène ne soit dû à une force répulsive. On conçoit d'après cela que, si on portait dans un mélange explosif une lanterne fermée de toute part par un tissu métallique suffisamment serré, le gaz qui pénétrerait dans la lanterne ferait explosion; mais, la flamme étant interceptée par le tissu métallique, la combustion ne se propagerait pas au dehors: c'est la lampe de Davy, si utile dans les exploitations de houille, où les détonations des mélanges d'air et de gaz hydrogène carbonné sont si fréquentes et si dangereuses.

755. Tous les appareils de combustion sont pourvus d'une cheminée destinée à évacuer les produits de la combustion et à appeler la quantité d'air nécessaire pour l'alimenter : leurs dimensions doivent alors être calculées de manière à satisfaire à cette condition.

La chaleur dégagée par les combustibles se dissipe de deux manières : une partie s'échappe par le rayonnement, l'autre par l'air qui a servi à la combustion. Dans la plupart des cas on utilise le calorique rayonnant et la chaleur qu'entraîne la fumée; mais, dans nos foyers do-

mestiques, on n'utilise que le calorique rayonnant, et en partie seulement. Dans les poêles on utilise une bien plus grande partie de la chaleur développée; mais les poêles, ne consommant que la quantité d'air nécessaire à la combustion, ne provoquent pas dans les appartements un renouvellement d'air suffisant, et leur usage est insalubre, surtout quand les appartements sont petits. Les cheminées, au contraire, produisent un appel d'air beaucoup plus considérable que celui qui est nécessaire à la combustion, attendu leur grandeur, et que, par la disposition même de ces appareils, une grande partie de l'air qui pénètre dans la cheminée ne passe pas sur le combustible. On concevra facilement l'importance d'une grande ventilation, lorsqu'on saura que chaque individu exige, tant pour la respiration que pour enlever les vapeurs qui résultent de la transpiration pulmonaire et cutanée, de 6 à 8 mètres cubes d'air par heure. Ainsi nos cheminées domestiques sont des appareils de chauffage chers, mais salubres; il serait cependant bien important que les architectes comprissent qu'il doit entrer dans une pièce autant d'air qu'il en sort par la cheminée, et qu'il serait nécessaire de pratiquer des accès d'air extérieur suffisants, et de disposer les appareils de manière que l'air pût s'échauffer un peu, avant d'entrer dans la pièce, aux dépens de la chaleur perdue dans le tuyau à fumée. Dans les anciennes constructions, aucunes dispositions n'étaient prises pour la ventilation; maintenant on établit généralement des ventouses, mais leur section est si petite relativement à la section de la cheminée, que leur effet est presque nul, et que la ventilation a lieu principalement par les fissures des portes et des fenêtres. Lorsque l'accès de l'air dans la pièce n'a pas lieu par des sections suffisantes, la fumée, ne pouvant s'élever, parce qu'il se ferait un vide partiel dans la pièce, se dégage dans la pièce même.

756. La température qu'on obtient dans les foyers ordinaires peut être beaucoup augmentée en injectant de l'air sur le combustible, avec des machines soufflantes, parce que dans une même étendue il y a dans le même temps beaucoup plus de combustible brûlé, par conséquent beaucoup plus de chaleur dégagée; et quoiqu'il y ait plus de chaleur entraînée par le courant d'air, comme la partie de la chaleur qui ne l'est pas est une fraction à peu près constante de la totalité de la chaleur dégagée, la température s'élève. C'est ce qu'on peut vérifier en projetant de l'air, à l'aide d'un tube de verre effilé, dans la flamme d'une chandelle : le jet de flam-

me est à une température beaucoup plus élevée que la flamme naturelle. On conçoit même que, pour obtenir le maximum d'effet, il faudrait que la combustion fût instantanée. Clarke, en suivant les idées de Newman et de Davy, est parvenu à résoudre ce problème en brûlant un mélange d'hydrogène et d'oxygène dans les proportions nécessaires pour faire de l'eau. Il en résulte une température bien supérieure à celle que l'on peut produire dans les foyers alimentés par les machines soufflantes : car, avec l'appareil de Newmann, on fond facilement le platine, les autres métaux réfractaires et la plupart des terres. Le chalumeau de Newmann consiste en une caisse métallique garnie d'une pompe foulante, à l'aide de laquelle on peut y introduire un mélange de deux volumes d'hydrogène et d'un volume d'oxygène sous une pression de plusieurs atmosphères. Le mélange est d'abord introduit dans une vessie à robinet, qui se monte ensuite à la partie supérieure du corps de pompe de la pompe foulante. Le gaz comprimé s'échappe par un robinet garni d'un tube de thermomètre de 1/80 de pouce de diamètre et de 3 pouces de long; on l'enflamme et on place dans la flamme les corps qu'on veut soumettre à son action. Pour éviter tout danger de communication de la combustion à la masse comprimée, on place avant ou après le robinet une boîte renfermant plusieurs toiles métalliques très serrées, d'après le principe de la lampe de Davy. On pourrait même éviter la possibilité d'une explosion en employant trois réservoirs de même capacité dans lesquels on introduirait séparément et sous la même pression de l'oxygène dans l'un et de l'hydrogène dans les deux autres : alors, en mettant ces trois vases en communication par des orifices de même diamètre avec le tube de dégagement, le gaz sortant aurait la composition convenable, et ne serait détonnant qu'à sa sortie.

757. M. Pouillet, à la suite d'un grand nombre d'expériences, a découvert que, toutes les fois qu'une substance liquide était versée sur un corps solide quelconque réduit en poudre ou en petits fragments, la température du mélange s'élevait d'une quantité sensible. Les substances inorganiques, mouillées avec de l'alcool, de l'acide nitrique, de l'huile, s'échauffent en général de 0°,25; mais les substances organiques dégagent de 1° à 10° de chaleur.

758. Chez tous les animaux pourvus de poumons ou d'appareils remplissant les mêmes fonctions, il se forme dans ces organes une combustion continuelle aux dépens d'une partie du carbone et probablement de l'hydrogène du sang. L'air exhalé renferme tout l'a-

zote aspiré, une partie de l'oxygène qui a échappé à la combustion, de l'acide carbonique, et une nouvelle quantité d'azote émise par l'individu, plus grande chez les frugivores que chez les carnivores. La chaleur dégagée par cette combustion représente les 0,7 ou les 0,9 de la chaleur totale émise par l'animal ; le surplus de la chaleur animale doit être attribué au mouvement, au frottement et à l'assimilation (M. Despretz). Nous rapporterons une expérience faite par M. Hermann sur trois pinsons. Dans 48 heures, ces oiseaux ont fait fondre 16960 grains de glace, et l'on a trouvé 165,2 grains de carbone dans la nourriture qu'ils ont absorbée pendant le même temps : or une partie de carbone, en passant à l'état d'acide carbonique, fond 104 parties de glace, et 165,2 en fondraient par conséquent 17180, nombre bien peu différent de celui que représente la chaleur émise.

§ IX. *Sources de froid.*

759. Les sources artificielles de froid résident toutes dans la dilatation des corps gazeux, ou dans la liquéfaction des corps solides par des actions chimiques.

760. Lorsqu'on comprime un gaz, il se dégage, comme on sait, une grande quantité de chaleur : par exemple, l'air comprimé au cinquième de son volume enflamme l'amadou, ce qui exige une chaleur de 300° au moins ; par conséquent, si de l'air était comprimé à 5 atmosphères, et si la pression se réduisait instantanément à une seule, il devrait se produire la même absorption de chaleur, c'est-à-dire la température de l'air devrait s'abaisser de 300°. On conçoit d'après cela que le froid produit par la dilatation des gaz sera d'autant plus grand que la compression primitive sera plus forte, et par conséquent que, par ce moyen, on pourra produire un froid illimité : c'est ce que l'on peut vérifier en dilatant l'air du récipient d'une machine pneumatique. Un thermomètre à mercure descend de plusieurs degrés : à la vérité, une partie de cet abaissement est dû à la dilatation du verre de la boule de l'instrument par la diminution de pression, comme l'a fait voir M. de Larive ; mais un thermomètre ouvert descend aussi, quoique d'une quantité plus petite. Le thermomètre de M. Breguet, beaucoup plus sensible, descend de 23°.

On peut encore constater le fait dont il est question en compri-

mant de l'air dans un réservoir : en le laissant dégager par un très petit orifice, il produit un froid considérable. C'est un fait qu'on avait observé depuis long-temps dans les salines de Hongrie: l'air fortement comprimé sur une grande masse d'eau, en se dégageant, produisait assez de froid pour congeler l'eau que le courant entraînait.

On peut imiter l'effet dont il est question en comprimant de l'air à deux ou trois atmosphères dans un réservoir de deux à trois litres, en le laissant ensuite dégager par un tube très court, armé d'un robinet, de manière que le temps de l'écoulement soit de quatre à cinq secondes, et dirigeant le jet sur une boule de verre très mince, placée à peu près à un demi-centimètre de l'orifice du tube : on obtient un petit mamelon de glace sur la boule de verre, même au milieu de l'été. Dans cette expérience, c'est l'eau qui était tenue en dissolution par l'air comprimé qui se gèle par le froid dû à la dilatation. On obtiendrait un froid plus considérable en prenant de l'air desséché, parce que la vapeur aqueuse, avant de se congeler, abandonne toute sa chaleur latente.

La dilatation de l'air, comme moyen frigorifique, est supérieure à tous les autres : car le froid produit doit être égal à la chaleur qui résulterait d'une compression égale à la dilatation ; et la chaleur, dans ce dernier cas, augmente avec la compression, et n'a point de limite. A cause du peu de masse de l'air, le froid est presque instantané, mais le courant de gaz doit être continué pendant d'autant plus long-temps que les corps soumis à son action ont une plus grande masse.

En 1822, d'après des expériences faites à la machine de Chaillot, MM. Gay-Lussac et Welter avaient annoncé que l'air, en soufflant d'un réservoir dans lequel la pression était constante, ne refroidissait pas un thermomètre plongé dans le jet ; et on expliquait ce résultat singulier en admettant que le refroidissement dû à l'expansion du gaz à sa sortie était compensé par la chaleur qui résultait de la compression de l'air environnant, et que le froid qui se manifestait quand la pression de l'air dans le vase diminuait provenait de l'expansion du gaz dans le réservoir même. Mais M. Legrand a reconnu par de nouvelles expériences que le jet de gaz provenant d'un réservoir à pression constante produit un abaissement de température considérable sur un thermomètre qui y est plongé.

761. La rentrée de l'air dans un récipient vide présente un phé-

nomène singulier. Soient A et B (*fig.* 447) deux ballons de verre communiquant par un tube garni d'un robinet : si on fait le vide dans l'un d'eux, à l'instant où l'on ouvre le robinet de communication, le thermomètre à air, placé dans le ballon qui cède de l'air, indique un abaissement de température, tandis que l'autre thermomètre indique une élévation de température. Il semble que le second de ces phénomènes est en opposition avec ce que nous avons dit précédemment : car l'air en arrivant dans l'espace vide s'y dilate, et doit par conséquent absorber de la chaleur. Mais il faut distinguer ici deux effets qui se succèdent rapidement : les premières portions d'air qui entrent se dilatent, et produisent du froid ; mais celles qui viennent après compriment les premières, et produisent un dégagement de chaleur. Cette explication a été confirmée par des expériences directes de M. de Larive.

Un thermomètre très sensible fut suspendu au centre d'une cloche reposant sur le plateau d'une machine pneumatique; un tuyau de métal, de 1/3 de ligne de diamètre intérieur, était disposé de manière que l'une de ses extrémités pouvait communiquer hors de la cloche, et l'autre aboutissait dans la cloche, vis-à-vis la boule du thermomètre, à une distance de 2 à 4 lignes; on faisait le vide, et, en tournant le robinet du tube, l'air rentrait en formant un jet sur le thermomètre. Cet instrument a d'abord baissé, et le refroidissement s'est arrêté lorsque le baromètre a indiqué une pression de 4 pouces de mercure; alors le thermomètre est resté stationnaire à 2°,4 au-dessous de la température initiale, jusqu'à ce que l'air introduit ait indiqué une pression de 6 pouces : à partir de cet instant, il a monté rapidement de 5°.

Les variations du thermomètre sont plus grandes pour l'hydrogène que pour l'air, et plus grandes pour l'air que pour l'acide carbonique : cette différence provient de la mobilité des gaz. Le gaz le plus mobile prend ou cède plus rapidement aux corps qu'il touche la chaleur nécessaire à l'équilibre. C'est par la même raison qu'un ballon de verre renfermant différents gaz et plongé dans un même bain met moins de temps à s'échauffer ou à se refroidir quand il contient de l'hydrogène que quand il contient de l'air ou de l'acide carbonique.

Nous ajouterons que, dans les usines à gaz comprimé, lorsqu'on remplit les cylindres, il se produit du froid à l'extrémité du cylindre par lequel le gaz pénètre, et de la chaleur à l'autre extrémité.

762. Quelques physiciens ont cru que le développement de cha-

leur produit par la rentrée d'un gaz dans le vide provenait de ce que le vide avait du calorique qui se trouvait comprimé par la rentrée de l'air; mais M. Gay-Lussac a reconnu par des expériences décisives que cette hypothèse n'était pas admissible. En plaçant un thermomètre très sensible dans la chambre d'un baromètre, et l'enfonçant brusquement dans la cuvette, quelle que soit la vitesse avec laquelle le mercure pénètre dans la chambre, le thermomètre reste toujours stationnaire.

765. On conçoit, d'après ce qui précède, que, si on faisait échapper un gaz qui aurait été fortement comprimé, par exemple par une pression de 80 ou 100 atmosphères, ce gaz, par son dégagement, devrait produire un très grand froid. C'est ce que M. Thylorier a réalisé d'une manière très ingénieuse, en formant de l'acide carbonique dans un vase clos, par l'action de certaines substances qui ne sont mises en contact que quand le vase est fermé. La figure 448 représente l'appareil dont il s'est servi. *ABCD* est un vase de fonte de 20 centimètres de diamètres, de 76 de longueur et de 4 centimètres d'épaisseur, ayant à peu près une capacité de 6 litres. Ce vase peut se fermer par des boulons à vis *E* et *F*. Sur la partie cylindrique se trouve une tubulure, sur laquelle se monte à vis la pièce *mn*, garnie d'un embranchement *p*, percé d'un très petit canal; la pièce *mn* est percée d'un canal central, très petit jusqu'à la hauteur de l'embranchement, où il s'évase en cône et conserve ensuite le même diamètre jusqu'au sommet *m*. C'est dans la partie conique de ce canal que débouche l'embranchement *p*. Cette partie conique du canal vertical est remplie par un cône parfaitement rodé, qui s'y applique exactement, et qui peut s'élever au moyen d'une tige centrale qui passe par une boîte à étoupe, et ensuite à travers un écrou fixe; en faisant tourner la tige on peut évidemment établir ou intercepter la communication de l'intérieur du vase avec l'extérieur. On commence d'abord par placer le cylindre debout, et en dévissant le boulon *E* on y introduit 3 litres et demie d'eau et 1500 grammes de bi-carbonate de soude; ensuite on introduit par le même orifice un vase cylindrique en cuivre rouge dans lequel on a placé un demi-litre d'acide sulfurique; on ferme alors le vase en plaçant le boulon *E*, que l'on serre fortement. En inclinant le vase, l'acide, l'eau et le sel se mêlent, et l'acide carbonique se développe; pour que l'action soit complète, on fait tourner le vase pendant quelques instants entre deux pointes qui s'appuient aux centres des boulons *E* et *F*.

Le vase renferme alors de l'acide carbonique liquide, de l'acide carbonique à l'état de gaz très comprimé, de l'eau et du sulfate de soude. La pression du gaz dépend de la température ; de 0 à 20°, elle varie de 36 à 73 atmosphères. On peut séparer complètement l'acide de la dissolution saline en mettant le vase en communication avec un autre de même forme plongé dans la glace : l'acide liquide distille et vient se rendre en totalité dans le nouveau vase. C'est du vase qui renferme de l'acide carbonique pur qu'il convient de le faire dégager, attendu que, quand l'acide est mêlé avec des substances étrangères, elles sont en partie entraînées par la vive ébullition qui se manifeste quand on ouvre l'orifice de dégagement ; cet effet résulte de la vaporisation de l'acide liquide, et très probablement de la formation d'une certaine quantité de gaz : car il paraît que l'action chimique s'arrête à une certaine limite de pression.

Lorsque l'acide carbonique se dégage par l'orifice *p*, il apparaît sous la forme de flocons de neige très petits, qui sont formés d'acide carbonique solidifié par le froid résultant de l'expansion du gaz. On peut facilement reconnaître que ces flocons sont formés d'acide carbonique : si on en fait passer quelques parcelles dans une cloche pleine de mercure, ils disparaissent en peu de temps et sont remplacés par un gaz qui jouit de toutes les propriétés de l'acide carbonique. Si on introduit de ces flocons dans une bouteille, que l'on ferme ensuite hermétiquement, elle ne tarde pas à éclater avec une forte explosion. Un thermomètre à alcool placé dans le courant d'acide carbonique indique — 93°. Pour agglomérer les flocons, M. Thylorier emploie une boîte circulaire en ferblanc, dans laquelle le courant pénètre par un tube tangent à la circonférence, et dont les flocons non agglomérés peuvent sortir par des orifices percés au centre des fonds, et environnés chacun d'un tube qui sert à tenir la boîte ; dans l'intérieur se trouve une petite plaque, contre laquelle le courant vient se briser : le tournoiement qui se produit dans le cylindre agglomère la plus grande partie des flocons en masses qui atteignent souvent 50 à 60 centimètres cubes ; ces masses sont poreuses, très compressibles, et ressemblent à de la magnésie calcinée. Si on les comprime entre les doigts on éprouve une sensation de brûlure, et la peau se tache en jaune comme avec l'acide nitrique ; mais cette altération de l'épiderme n'est pas permanente : elle disparaît aussitôt qu'il se réchauffe. Ces flocons, quoiqu'à une très basse température, ne peuvent congeler qu'une petite quantité de mercure ; mais en y versant un peu d'éther il se forme un mé-

lange semblable à l'huile à moitié congelée, qui agit avec une grande énergie et peut congeler en quelques instants 30 à 40 fois son poids de mercure. On peut ainsi solidifier plusieurs livres de mercure. Le mercure à l'état solide possède l'éclat de l'étain sans en avoir le cri, et se travaille au marteau comme le plomb. L'acide carbonique solide est, de beaucoup, le moyen le plus puissant de refroidissement connu.

764. Pour terminer l'examen des différentes causes de refroidissement, il ne nous reste plus qu'à examiner les effets provenant du changement d'état des corps sans source de chaleur, c'est-à-dire de la vaporisation spontanée des liquides et de la liquéfaction des corps solides par les actions chimiques. La vaporisation spontanée des liquides est activée par les courants d'air, la diminution de pression, ou l'absorption continuelle des vapeurs qui se forment; mais les deux dernières circonstances ont seules de l'influence sur le froid produit, comme nous l'avons déjà dit. Nous ajouterons seulement qu'en employant des liquides très volatils, tels que le carbure de soufre ou l'acide sulfureux, on peut obtenir des températures très basses. M. de Bussy, par l'évaporation de l'acide sulfureux à l'air libre, a obtenu un froid de — 57°, et dans le vide de — 68°; les températures ont été déterminées par le thermomètre à air.

Voici les effets produits par quelques mélanges frigorifiques.

TABLE DES MÉLANGES FRIGORIFIQUES.

Mélanges d'eau et de sels.

	Parties.		Froid produit.
Eau	16	de + 10° à — 12°	22°
Nitre	5		
Hydro-chlorate d'ammoniaque	5		
Eau	16	de + 10 à — 16	26
Hydro-chlorate d'ammoniaque	5		
Nitre	5		
Sulfate de soude	8		
Eau	1	de + 10 à — 16	26
Nitrate d'ammoniaque	1		
Eau	1	de + 10 à — 19	29
Nitrate d'ammoniaque	1		
Sous-carbonate de soude	1		
Eau	4		45
Muriate de potassse	57		
Muriate d'ammoniaque	32		
Nitrate de potasse	20		

Mélanges de glace et de sels.

	Parties.	Froid produit.
Neige ou glace pilée	2	20°
Sel marin	1	
Neige ou glace pilée	5	24
Sel marin	2	
Sel ammoniac	1	
Neige ou glace pilée	24	28
Sel marin	10	
Sel ammoniac	5	
Nitre	5	
Neige ou glace pilée	12	31
Sel marin	5	
Nitrate d'ammoniaque	5	

Mélanges d'acides et de sels.

	Parties		Froid produit
Sulfate de soude	3	de + 10° à — 19°	29°
Acide nitrique étendu	2		
Sulfate de soude	6	de + 10 à — 23	33
Sel ammoniac	4		
Nitre	2		
Acide nitrique étendu	4		
Sulfate de soude	6	de + 10 à — 26	36
Nitrate d'ammoniaque	5		
Acide nitrique étendu	4		
Phosphate de soude	9	de + 10 à — 29	39
Acide nitrique étendu	4		
Sulfate de soude	20	de + 10 à — 8,15	18,15
Acide sulfurique à 36°	16		
Sulfate de soude	22	de + 10 à — 8	18
Résidu d'éther à 33°	17		
Sulfate de soude	8	de + 10 à — 17	27
Acide muriatique	5		

765. Dans les mélanges frigorifiques on n'obtient jamais qu'un abaissement limité de température, 1° parce que la combinaison développe une certaine quantité de chaleur qui diminue d'autant le froid produit; 2° parce que, l'affinité des substances diminuant avec la température, la cause qui détermine la fusion s'anéantit à une certaine température. Ainsi, par exemple, un mélange de sel et de glace ne peut s'abaisser au dessous de — 22°, parce qu'à — 22° une dissolution de sel marin abandonnerait le sel pour le laisser cristalliser. Les proportions des substances sont très importantes pour obtenir le maximum d'effet, parce que le froid produit par les combinaisons est le résultat de deux effets opposés, du froid provenant du changement d'état, et de la chaleur dégagée par la combinaison, et que cette différence varie avec les quantités relatives des substances employées. Le mélange de la neige et de l'acide

sulfurique en offre un exemple remarquable : une partie d'acide sulfurique mêlée avec quatre parties de neige produit du froid, et parties égales de ces deux substances produisent de la chaleur. Le refroidissement préalable des substances avant le mélange augmente l'effet produit, excepté dans certains cas, par exemple quand on emploie du sel et de la glace; mais en choisissant convenablement les mélanges, on peut obtenir un très grand refroidissement. Une méthode très avantageuse consiste à prendre trois vases ayant des dimensions décroissantes, qu'on place l'un dans l'autre, après avoir mis dans le premier de la neige et du sel marin, de la neige et du chlorure de calcium dans le second, et de l'acide sulfurique et de la neige dans le troisième; bien entendu que dans chaque vase les substances sont dans les proportions convenables.

§ X.

Des températures terrestres, et des phénomènes produits par les variations de température de l'atmosphère.

Avant d'examiner les phénomènes dont il est question, nous rappellerons sommairement la constitution de la terre et celle de son atmosphère.

766. La terre, comme nous l'avons vu, d'une forme à peu près sphérique, et isolée dans l'espace, tourne autour de son axe en 24 heures, et autour du soleil en 365 jours. La croûte solide du globe est formée de couches ondulées superposées, dont la formation remonte à des époques différentes, caractérisées par l'absence ou la nature des débris organiques qu'on y rencontre. Les cavités de ces grandes ondulations sont en partie comblées par des débris sablonneux ou agglomérés. Les plateaux les plus élevés forment les continents; les bassins les plus profonds, le lit des mers. Les mers ont la courbure qui résulte de la pesanteur et du mouvement diurne de la terre; leur surface approche beaucoup cependant de celle d'une sphère, mais cette forme n'est pas constante. Deux fois par jour elles s'élèvent et s'abaissent : ces effets, très considérables dans les grandes mers, faibles dans celles qui ont peu d'étendue, sont connus sous le nom de marées. Ils résultent de l'attraction de la lune et du soleil, et sont à leur maximum aux époques des pleines et des nouvelles lunes, parce qu'alors les actions de la lune et du soleil s'ajoutent. C'est une chose évidente quand ces deux astres sont d'un mê-

me côté de la terre, ce qui arrive dans les nouvelles lunes; dans le cas contraire les effets produits s'ajoutent encore, attendu que c'est alors la différence des actions de chacun de ces astres sur les mers et sur la masse de la terre qui tend à les soulever. Quoique la lune ait une masse beaucoup plus petite que celle du soleil, comme elle est beaucoup plus voisine de la terre, son influence sur les marées est trois fois plus grande.

L'atmosphère qui environne la terre et qui tourne avec elle est formée d'oxygène, d'azote, d'acide carbonique et de vapeur d'eau, dans des proportions constantes. Sa hauteur excède dix lieues, et il est probable qu'à la limite extrême l'air est privé de force expansive (315).

Sources de chaleur.

767. Nous avons dit précédemment qu'il existait deux espèces de sources de chaleur : celles qui sont permanentes et celles qui sont purement accidentelles. Les premières sont évidemment les seules qui puissent avoir de l'influence sur les phénomènes qui nous occupent : nous les examinerons successivement.

768. *Chaleur solaire.* La quantité de chaleur solaire que reçoit la terre est très considérable. A Paris, dans le mois d'août, par un ciel serein, un thermomètre recouvert de 1^{mm} de terre végétale s'est élevé à 54° ; recouvert de 2^{mm} de terre, il n'est monté qu'à 46°. D'après M. Pouillet, la quantité totale de chaleur que le soleil verse sur la surface de la terre dans une année est égale à celle qui serait nécessaire pour fondre une couche de glace de 14 mètres d'épaisseur qui la couvrirait en totalité. Cette énorme quantité de chaleur n'est cependant que $\frac{1}{2381000000}$ de la chaleur totale rayonnée dans toutes les directions. On ignore complétement si lac haleur solaire est constante, ou si elle varie avec le temps; dans ce dernier cas la variation devrait être excessivement lente, car on n'a point encore constaté le refroidissement d'aucun climat. Dans tous les cas, l'influence de la chaleur solaire diminue à mesure que la latitude augmente. D'après les observations récentes de M. Herschel, l'effet thermométrique direct des rayons solaires est de 48° 3/4 au cap de Bonne-Espérance, tandis qu'en Europe il ne dépasse pas 29° 1/2. Ce célèbre astronome n'a point décrit le moyen d'observation qu'il a employé.

769. *Chaleur terrestre.* Lorsqu'on observe la température au

dessous de la surface de la terre, dans la direction d'une même verticale, on remarque que les variations annuelles de température vont en décroissant à mesure qu'on s'éloigne davantage de la surface, et qu'à une certaine profondeur la température reste constante ; au delà, la température est encore constante en un même point, mais elle augmente avec la profondeur, à peu près de 1° pour 30 à 40 mètres. Ces faits, qui ont été vérifiés sur tous les points du globe et à toutes les profondeurs où l'on a pu pénétrer, ne peuvent pas s'expliquer par l'effet actuel de la chaleur solaire, car les variations de température seraient en sens contraire ; elles ne peuvent pas non plus être expliquées par des actions chimiques et par toute autre cause accidentelle, car on ne comprendrait pas comment ces causes seraient indépendantes de la nature des terrains. Fourier a expliqué ce phénomène en admettant que la terre a été primitivement à une température très élevée, et qu'elle se trouve maintenant à une certaine période de son refroidissement. Un grand nombre de phénomènes géologiques, et surtout l'aplatissement de la terre, rendent très probable l'hypothèse de la liquidité ignée de la terre à une époque antérieure à la naissance des corps organisés (182). M. Poisson ne partage point cette opinion ; il regarde comme plus probable que cette chaleur de la terre n'existe qu'à une certaine profondeur, et qu'elle résulte du réchauffement que la terre a éprouvé en traversant à une époque très reculée des parties de l'espace qui se trouvaient à une température très élevée. (*Voyez* les comptes rendus de l'Académie des sciences, 1837, n° 5.)

770. *Chaleur des espaces planétaires.* Fourier a désigné ainsi la chaleur due au rayonnement de tous les corps de l'univers, à part le soleil, la terre et les autres planètes : ce serait par conséquent la température qu'indiquerait un thermomètre si notre système solaire n'existait pas. Cette température serait la même pour tous les points de l'espace occupé par le système solaire, attendu que pour tous ces points la distance aux étoiles est sensiblement la même.

Suivant Fourier, cette température serait celle des limites extrêmes de l'atmosphère, et elle serait inférieure à la plus basse température observée à la surface du globe ; or dans la partie septentrionale de la Norwége et de la Sibérie on éprouve des froids capables de congeler le mercure, et par conséquent inférieurs à —39° ; en 1819 le capitaine Parry a éprouvé dans l'île Melville un froid de — 47° ; et le 17 janvier 1834, au fort Réleance, à 62°,46'

de latitude, le capitaine Black a observé une température de — 57°. On peut aussi, dans la même hypothèse, obtenir une valeur approchée de la température en question en discutant les températures observées simultanément à différentes hauteurs, et supposant que la loi observée entre ces températures et les hauteurs ou les pressions subsiste jusqu'à la limite de l'atmosphère. En prenant la moyenne de toutes ces valeurs on trouve—60° pour la température approchée de l'espace.

D'après M. Poisson, la température de l'espace serait supérieure à — 13°, mais l'atmosphère, à sa limite, serait à une température incomparablement plus basse. Nous renvoyons le lecteur au *Traité mathématique de la chaleur* et au n° 5 des comptes rendus de l'Académie, déjà cité, pour le développement de ces nouvelles idées. Nous ferons seulement remarquer que dans l'hypothèse de Fourier, comme dans celle de M. Poisson, la terre est environnée d'une enceinte à une très basse température, et que les phénomènes produits à la surface de la terre sont exactement les mêmes, quelle qu'en soit l'origine.

771. *Effets généraux produits par la chaleur solaire, la chaleur terrestre et la chaleur stellaire, ou des limites de l'atmosphère.* La chaleur terrestre est presque sans influence sur la température de sa surface, car le refroidissement de la terre est excessivement lent; c'est ce qui résulte nécessairement de la permanence de température des couches qui sont situées à une certaine profondeur. Bien certainement ces températures iront en décroissant avec le temps; mais ce décroissement a lieu avec une si prodigieuse lenteur qu'on ne pourra le reconnaître qu'en comparant des observations faites à des époques très éloignées. Mais ce qui démontre le mieux la lenteur du refroidissement de la terre, c'est la permanence de durée du jour sidéral. En effet, lorsqu'un corps solide tourne autour d'un axe, la somme des produits de la masse de chaque molécule par sa vitesse et par sa distance à l'axe est une quantité constante : alors si les distances à l'axe diminuent, les vitesses de rotation doivent augmenter. C'est un effet analogue à celui que présente un pendule composé qui se raccourcit. Il suit de là que, si la terre se refroidissait, comme son volume diminuerait, elle tournerait plus vite, et la durée du jour sidéral diminuerait; or, depuis les temps les plus reculés on n'a pu constater aucune variation dans la durée du jour sidéral. D'après Fourier, le refroidissement du

globe est moindre que $\frac{1}{57600}$ de degré centésimal pour un siècle, et la chaleur terrestre n'augmente pas la température moyenne d'un point de sa surface de $\frac{1}{30}$ de degré. Ainsi la température de la croûte extérieure de la terre résulte presque uniquement de l'action solaire et de la chaleur des espaces planétaires.

Mais, d'après Fourier, indépendamment de la portion de la chaleur solaire qui s'accumule pendant les saisons chaudes dans la partie de la terre qui est située au dessus de la couche de température invariable, et qui se dissipe pendant les saisons froides, une autre portion de la chaleur solaire traverse la terre et se dissipe par les régions polaires. Cette dernière partie de la chaleur solaire tempère les climats, en abaissant la température des parties intertropicales et élevant celle des pôles.

Si l'action solaire n'existait pas, la surface de la terre aurait exactement la température des espaces planétaires, et, dans la direction de chaque rayon, la température irait en augmentant suivant une certaine loi qui ne changerait que très lentement avec les progrès du refroidissement de la terre. Mais, la chaleur solaire intervenant, et éprouvant dans chaque lieu des variations périodiques diurnes et annuelles, il en résulte nécessairement des variations de mêmes périodes dans la partie de la terre où cette chaleur pénètre. Le sol s'échauffant pendant le jour par la chaleur solaire et se refroidissant pendant la nuit par le rayonnement vers l'espace, il en résulte chaque jour une variation de température dont le résultat est tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, suivant la durée du jour et l'obliquité des rayons solaires. On conçoit alors que pendant les saisons chaudes la température de la terre jusqu'à la couche invariable ira en décroissant, que le contraire aura lieu dans les saisons froides, et que la profondeur de la couche invariable dépendra, dans chaque localité, de la conductibilité du sol.

772. Mais dans les grandes masses d'eau ces phénomènes se trouvent modifiés. L'échauffement est diminué par la grande capacité calorifique de l'eau, par l'évaporation, et par le mouvement qui répartit la chaleur dans une épaisseur plus ou moins considérable; le refroidissement est aussi diminué, mais principalement par la chute des couches refroidies. Ainsi, les grandes masses d'eau doivent éprouver des variations périodiques diurnes et annuelles beau

coup plus petites que les lieux situés aux centres des grands continents. Les parties des continents voisines des grandes mers doivent avoir la même propriété, et c'est en effet ce que l'expérience confirme. Il suit aussi de ce que l'eau de mer n'a point de maximum de densité au dessus du point de congélation que la température dans les mers devrait diminuer à mesure qu'on pénètre à de plus grandes profondeurs. C'est en effet ce qui existe dans les mers situées entre les tropiques. De l'équateur à 45° de latitude, la température de l'Océan décroît régulièrement jusqu'à une profondeur de 1000 brasses; de plus grandes profondeurs sont inexplorées; le décroissement, d'abord très rapide, finit par être très lent; la plus basse température observée est de 2°,2 centigrades : c'est probablement la température de toutes les profondeurs où la variation de chaleur est insensible. La région où règne cette température se relève avec la latitude; vers le pôle elle se trouve à une profondeur de 700 brasses, et la température des eaux est croissante à partir de la surface; du moins c'est ce qui a été constaté dans la baie de Baffin par les capitaines Ross et Franklin, et dans les mers du Spitzberg par le capitaine Scoresby (1).

Avant les expériences de M. Hermann, on pensait que l'eau de mer avait un maximum de densité à 2° environ; alors l'équilibre des eaux à l'équateur et aux pôles, sous les températures observées, se concevait facilement; mais maintenant qu'il est bien constaté que l'eau de mer n'a point de maximum de densité au dessus du point de congélation, il est difficile de comprendre comment l'équilibre des eaux subsiste vers les pôles. On ne peut se rendre compte des effets observés qu'en admettant l'existence, à une grande profondeur, d'un courant dirigé de l'équateur vers les pôles, et d'un autre courant existant à la surface, qui serait dirigé des pôles à l'équateur; dans les mers glaciales, il y aurait un courant dirigé de bas en haut, qui devrait l'emporter sur le courant en sens contraire, que tend à établir le refroidissement de la surface. On a trouvé, en ef-

---

(1) Dans le voisinage des pôles la mer est ordinairement d'un bleu foncé, et dans certaines parties, souvent d'une grande étendue, elle est verte et peu transparente. Ce changement de teinte provient d'une immense quantité de molusques transparents, du genre des méduses, ayant 1/20 à 1/30 de pouce de diamètre, assez rapprochés pour qu'un pied cube d'eau en contienne plus de 100,000. Ces molusques forment la pâture d'autres animaux dont se nourrissent les baleines : aussi ces mers sont recherchées par les vaisseaux baleiniers (Scoresby).

fet, dans différentes parties du globe, des courants d'eau chaude et d'eau froide dirigés comme nous venons de l'indiquer. Le long du Chili et du Pérou il existe un courant dirigé du sud au nord qui porte jusque sous le parallèle du cap Blanc les eaux froides des régions voisines du pôle austral (M. de Humbolt); on a reconnu sur la côte sud-est de l'Afrique un courant d'eau chaude dirigé vers le pôle austral, et dont la température est de 4° à 5° plus élevée que celle des mers voisines; enfin il existe un grand courant d'eau chaude (gulph-stream) qui, après s'être élevé et réfléchi dans le golfe du Mexique, avoir débouché par le détroit de Bahama, se meut du sud au nord à une certaine distance des côtes des Etats-Unis; à une certaine hauteur ce courant se bifurque, une des branches suit les Orcades et la Norwége, l'autre retourne vers l'équateur, en passant à quelque distance des côtes du Portugal.

Dans les grands lacs d'eau douce, où l'eau a une très grande profondeur, la température, à une profondeur qui dépasse celle à laquelle pénètrent les chaleurs de l'été, doit être de 4°. C'est en effet ce que Saussure a constaté par de nombreuses expériences, faites de 1777 à 1784. Il regardait ce résultat comme inexplicable; on ne savait pas alors que l'eau avait un maximum de densité à 4°.

Les eaux des rivières n'ayant pas, en général, une grande profondeur, le mouvement tend à établir l'égalité de température dans toute la masse.

Les sources abondantes et les eaux fournies par les puits artésiens ont, pendant toute l'année, une température sensiblement constante, qui est probablement celle de la couche de la terre où elles ont sejourné. Les eaux thermales ont quelquefois une température très élevée; on ignore complétement si cette température provient de la profondeur du bassin qui les renfermait, ou de certaines actions chimiques qui se seraient développées sur leur passage.

Le froid excessif qui se produit dans le voisinage du pôle boréal pendant le séjour du soleil au dessous de l'équateur, par le rayonnement vers les espaces planétaires, par les nombreux continents et les hauts fonds, produit la congélation des eaux à une grande profondeur; mais, au retour de la belle saison, la débâcle survient, et d'immenses plaines de glace, de 20 à 25 pieds d'épaisseur, et de plus de 100 lieues carrées, flottent sur les eaux, entraînées par les courants; ces masses énormes se brisent souvent par leur rencontre, et les débris réunis forment alors des montagnes de glace

ayant plus de 500 pieds de hauteur, et qui s'élèvent au dessus de la surface des eaux. Ces grandes masses de glace, qui deviennent flottantes au retour du soleil, se sont formées, pour la plupart, sur les côtes; mais, d'après le capitaine Scoresby, il se forme aussi des glaces en pleine mer, et à plus de 20 lieues des terres. C'est après la débâcle des glaces que les mers polaires deviennent accessibles et que les vaisseaux baleiniers peuvent pénétrer dans les parages fréquentés par les baleines. Au pôle austral la température est beaucoup plus douce, à cause de la profondeur des mers et de l'absence des grandes terres; il paraît qu'au delà de la latitude des nouvelles Orcades et des nouvelles Schetland, qui forment une barrière de glace, on trouve une mer libre qui se prolonge jusqu'au pôle.

Dans les lacs profonds d'eau douce, au dessous de la couche où pénètrent les chaleurs de l'été, la température est constante et égale à 4°. Alors la température de la surface ne peut descendre au dessous de 4° qu'après que toute la masse a atteint cette température. Ainsi la congélation n'aura lieu que par un froid d'autant plus grand et d'autant plus prolongé que la couche sera plus épaisse ; ainsi l'existence pour l'eau douce d'un maximum de densité supérieur à zéro favorise beaucoup la congélation : car, si ce maximum de densité n'existait pas, ou s'il avait lieu à zéro, toute la masse devrait être amenée à 0° avant le commencement de la congélation. Il est facile de voir qu'après le dégel la température de la masse doit s'élever à 4° avant que les couches supérieures se réchauffent davantage.

Dans les rivières, les eaux ayant sensiblement la même température, la congélation ne peut avoir lieu au milieu du courant que quand toute la masse est refroidie à 0° ; mais sur les bords elle a lieu plus tôt, parce que, en général, l'eau y est moins profonde, et qu'elle est en contact avec un sol qui se refroidit bien plus facilement que l'eau. On a constaté récemment que la glace se forme aussi sur le fond des rivières. Ces glaces sont composées d'aiguilles adhérentes entrelacées, et ont de l'analogie avec la neige; elles font souvent déborder les rivières; mais par un léger changement de température elles se détachent, gagnent la surface, et la rivière rentre dans son lit. Ces glaces ne se forment que dans les eaux en mouvement, et quand le lit renferme du sable, des pierres, des corps anguleux, il est probable que le mouvement amène la totalité de l'eau à zéro, et que les aspérités des corps qui se trouvent sur le lit déterminent la

congélation, comme les aspérités des corps étrangers déterminent la cristallisation des dissolutions saturées.

Température de l'air à la surface du sol.

773. La température de l'air à la surface du sol diffère de celle du sol. Les causes de cette différence sont très nombreuses ; elles résident dans sa nature, ses facultés conductrices et rayonnantes, son humidité ; souvent, pendant le jour, la température du sol s'élève à 50°, et pendant la nuit elle descend à —10°, tandis que la température de l'air n'éprouve pas, à beaucoup près, d'aussi grandes variations. La détermination de la température de l'air est une opération qui exige plusieurs précautions importantes. Le thermomètre doit avoir un petit réservoir, afin qu'il prenne rapidement cette température ; il doit être exposé au nord, à l'ombre des édifices, afin qu'il soit soustrait à l'influence des murailles directement échauffées par le soleil ; il serait même avantageux de le placer entre deux disques de bois d'un grand diamètre, qui intercepteraient le rayonnement de la terre et des espaces planétaires : l'instrument indiquerait alors, d'une manière bien plus certaine, la température de la couche d'air dans laquelle il est plongé.

774. On désigne sous le nom de *température moyenne du jour* la moyenne d'un grand nombre d'observations qui se succéderaient à de petits intervalles pendant toute la durée du jour. On pourrait obtenir cette moyenne avec une exactitude suffisante en faisant seulement 24 observations, une toutes les heures, et en divisant par 24 la somme des températures observées. Mais on a reconnu, par l'observation, qu'on pouvait obtenir cette température moyenne 1° en prenant la moyenne des températures maximum et minimum, températures qu'on peut déterminer avec les instruments que nous avons décrits (740 et 741) : la première température a toujours lieu à 2 heures après midi, la seconde vers 4 heures du matin ; 2° en prenant la température à une certaine heure du matin ou du soir, qui varie avec le mois. Pour le mois de juillet c'est à 7 heures du matin que la température est égale à la température moyenne de la journée, à 10 heures pour le mois de janvier, et pour les autres mois à des heures intermédiaires.

M. Jurgensen a imaginé de mesurer les températures moyennes, pendant un jour ou un intervalle plus long, au moyen d'une montre dans laquelle se trouve une disposition qui augmente les effets pro-

venant des variations de température : c'est un compensateur ordinaire, dans lequel les métaux sont placés en sens contraire de leur position ordinaire ; une variation de 1° produit une variation de marche de 32″ par 24 heures. Ainsi, connaissant la marche de la montre à une température donnée, et sa marche pendant un jour lorsque la température est quelconque et variable, on en déduira la température moyenne, telle qu'on l'aurait déduite d'un nombre infini d'observations.

Dans chaque lieu les variations diurnes de température augmentent avec la température moyenne du jour. Ainsi elles sont beaucoup plus grandes en été qu'en hiver. On a aussi reconnu que le maximum de variation diurne diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur. Ces variations sont, en général, très petites sur les grandes mers, dans les îles, et sur les côtes des grands continents : on en concevra facilement la raison, d'après ce que nous avons dit page 566.

Dans les mers équatoriales, loin des côtes, la variation est de 1° à 2° ; entre 25° et 50° de latitude elle est de 2° à 3°, tandis que sur les continents elle s'élève à 12° ou 15°. Sur les grandes mers le maximum a lieu près de midi, tandis que sur les continents il existe à 2 ou 3 heures ; entre les tropiques et jusqu'à 50° de latitude, la température de l'eau et de l'air diffèrent peu, tandis que dans les régions polaires l'air est toujours beaucoup plus froid que l'eau.

Les variations diurnes de température dans un même lieu peuvent servir à déterminer une valeur approchée de la température des espaces planétaires, dans l'hypothèse de Fourier. En effet, si dans un même lieu on forme le tableau des variations de températures correspondantes à des températures moyennes décroissantes, on pourra, en supposant que ces éléments conservent entre eux les mêmes relations, trouver la température moyenne, pour laquelle la variation serait nulle, et cette température sera celle de l'espace planétaire : car la température moyenne résultant du rayonnement constant de l'espace et de la chaleur périodique solaire, à mesure que l'influence de cette dernière cause diminue, la température moyenne s'abaisse en même temps que la variation diminue ; et il est évident que, si l'action solaire devenait nulle, la variation deviendrait également nulle, et la température celle de l'espace. M. Saigey a trouvé ainsi, d'après les expériences faites au Saint-Bernard, à Genève, à Fribourg, et dans le nord de l'Amérique, le chiffre — 60° pour la température de l'espace. Pour

l'objet dont il est question, il faut chercher des lieux élevés et situés dans l'intérieur des continents, afin qu'ils soient soustraits le plus possible aux causes qui tendent à diminuer les variations diurnes.

On désigne sous le nom de *température moyenne mensuelle* la moyenne des températures observées à des instants très rapprochés pendant tout le mois. On peut évidemment obtenir cette température en prenant la moyenne des températures moyennes des 30 jours du mois.

Enfin, la *température moyenne annuelle* est la moyenne des températures observées pendant toute l'année à des instants très rapprochés. On peut également l'obtenir en prenant la moyenne des températures moyennes de tous les jours de l'année, ou la moyenne des températures moyennes des 12 mois.

Les observations faites aux différentes heures du jour peuvent encore être combinées de plusieurs autres manières ; on pourrait calculer les moyennes annuelles aux différentes heures. M. Bouvard, en combinant ainsi les observations recueillies pendant 16 ans à l'Observatoire, a reconnu 1° que la température maximum avait lieu à 2 heures, et que la moyenne était de 14°,47 ; 2° que la température minimum avait lieu à 4 heures du matin, et que la moyenne était de 7°,13, et enfin que la température moyenne annuelle coïncidait avec la température moyenne à 8 h. 20′ du matin et 8 h. 20′ du soir, et que cette température moyenne annuelle était de 10°,67; 3° que la moyenne des températures maximum et minimum diffère très peu de la température moyenne annuelle 10°,67. Ainsi, dans nos climats, pour obtenir la température moyenne annuelle, il suffira d'observer tous les jours la température à 8 h. 20′ du matin ou du soir, et de prendre la moyenne de toutes les observations, ou d'observer chaque jour la température maximum et minimum, et d'en prendre également la moyenne.

En faisant les mêmes combinaisons pour chaque mois de l'année pendant la période de 16 ans dont nous avons parlé, on est conduit aux résultats suivants :

TEMPÉRATURES.

Mois.	Maximum.	Minimum.	Moyennes.
Janvier	4°0	0°1	2°0
Février	6,8	1,2	4,0
Mars	10,5	3,5	7,0
Avril	15,2	6,1	10,7
Mai	18,6	9,4	14,0
Juin	21,8	12,1	17,0
Juillet	23,4	13,9	18,7
Août	23,0	13,7	18,2
Septembre	20,1	11,4	15,8
Octobre	15,2	7,8	11,5
Novembre	9,4	4,5	7,0
Décembre	5,8	2,0	3,9

Ainsi, à Paris, le mois le plus froid est janvier, et les mois les plus chauds sont juillet et août. Les températures extrêmes ne coïncident pas avec le passage du soleil aux solstices par la même raison que le maximum de température du jour est après midi. On voit aussi d'après ce tableau que la température moyenne du mois d'avril est exactement la température moyenne annuelle. Alors, dans nos climats, on peut déterminer cette dernière, en observant seulement la température moyenne du mois d'avril, et comme dans ce mois la température moyenne du jour tombe à 8 h. 15′, il suffira d'observer la température tous les jours du mois d'avril à 8 h 15′, de faire la somme de ces températures et de la diviser par 30.

En Europe, la température moyenne annuelle d'un lieu est donnée avec assez d'exactitude par la température constante des caves, des eaux de puits. A Paris, la couche de température invariable est à peu près à 25 pieds de profondeur. Sous les tropiques elle est donnée par un thermomètre placé sous un abri à 1 pied de profondeur (M. Boussaingault). C'est une conséquence de la faible variation diurne de température.

La température moyenne annuelle d'un climat dépend non seulement de sa latitude, mais de sa position par rapport aux grandes mers, aux grandes chaînes de montagnes, de l'état du sol, de la culture ; il n'est pas douteux qu'elle varie avec ce dernier élément, et surtout avec le déboisement.

775. *Des températures moyennes aux différentes latitudes.* Les observations exactes sur les températures moyennes annuelles sont encore trop peu nombreuses pour que l'on puisse établir la loi des températures moyennes à la surface du globe; cependant elles sont suffisantes pour constater plusieurs faits généraux importants.

776. La température moyenne décroît en général à partir de l'équateur, d'abord très lentement, et ensuite plus rapidement. Ce décroissement est plus lent en Europe et en Afrique qu'en Amérique.

La température moyenne n'est pas la même dans tous les lieux situés sous l'équateur ; elle est plus grande en Afrique qu'en Asie et en Amérique, et plus grande dans ces derniers continents que sur l'océan Pacifique : les températures moyennes dans ces trois localités paraissent être de 31°, 28° et 25°.

777. L'*équateur thermal*, ou la ligne qui passe par les points les plus chauds de tous les méridiens, ne coïncide pas avec l'équateur géographique : il s'élève de quelques degrés au nord dans l'intérieur de l'Afrique, coupe l'équateur terrestre en deux points, situés l'un sur la côte du Pérou, l'autre dans l'île de Sumatra, et descend probablement au sud vers le milieu du grand Océan.

778. Les *lignes isothermes*, c'est-à-dire les lignes qui passent par les lieux qui possèdent la même température, ne sont point parallèles à l'équateur, d'après ce qui précède ; on a également reconnu qu'elles n'étaient point parallèles entre elles ; en général, elles se rapprochent de l'équateur à l'orient et à l'occident de l'Europe.

A égalité de latitude, la température est plus grande en Europe et en Afrique que dans l'Asie et l'Amérique, et plus grande dans ces deux continents que dans l'océan Pacifique.

779. Le *pôle glacial septentrional*, c'est-à-dire le point le plus froid de l'hémisphère nord de la terre, ne coïncide pas avec le pôle de la terre : c'est ce qui résulte nécessairement de ce qui précède. En combinant les observations faites par les marins qui ont parcouru les régions polaires du globe, on trouve que le pôle glacial est situé au nord du détroit de Behring, par 170° de longitude ouest de Paris, et 80° de latitude. Le pôle glacial de l'hémisphère sud ne coïncide pas non plus avec l'autre pôle de la terre ; il paraît situé sur le même méridien que le premier et du même côté de l'axe de la terre. La température moyenne du pôle septentrional paraît être de —16°, et celle du pôle glacial de — 23°. Il est facile de voir que le méridien qui passe par les deux pôles glacials est divisé en deux parties inégales par ces deux pôles, et que la partie la plus petite passe par les lieux où la température décroît le plus rapidement quand la latitude augmente, et que l'autre partie passe au contraire par les

lieux où la température décroît le plus lentement à partir de l'équateur. Cette dernière partie se trouve à 10° à l'est de Paris.

780. *Des variations diurnes et annuelles de températures.* Les climats sont non seulement caractérisés par la température moyenne, mais encore par les variations diurnes et annuelles de température. En général les variations diurnes de température sont d'autant plus grandes que la température moyenne est plus élevée, parce que le refroidissement par le rayonnement nocturne est d'autant plus grand que la terre est plus échauffée; et qu'en outre, dans les pays voisins de l'équateur, la pureté du ciel favorise beaucoup ce rayonnement. Mais, comme nous l'avons déjà vu, ces variations sont très petites sur les côtes de la mer, et surtout dans les îles situées au centre des grandes mers, où elles se réduisent à quelques degrés. Dans les mers équatoriales les variations sont encore plus petites, la température est toujours comprise entre 27° et 29°.

Les variations annuelles suivent une loi différente : elles augmentent à mesure que la température moyenne diminue. On en concevra facilement la raison en remarquant qu'à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur, l'inégalité des jours et des nuits augmente; et comme l'action du soleil pendant qu'il est en deçà de l'équateur est plus diminuée par l'obliquité des rayons qu'elle n'est augmenté par l'accroissement des jours, il en résulte d'abord que la température moyenne pendant le séjour du soleil en deçà de l'équateur est diminuée, ainsi que l'expérience le confirme; et, comme le refroidissement est augmenté pendant le reste de l'année par l'accroissement des nuits, il en résulte que la température moyenne pendant le reste de l'année diminue aussi; mais, la température des espaces planétaires étant constante, la température moyenne dans ce second cas est plus diminuée que dans le premier, comme l'expérience le démontre : par conséquent la température moyenne annuelle diminue en même temps que la variation extrême des températures augmente.

M. Saigey, en réunissant les observations faites à toutes les latitudes, a formé le tableau suivant :

Températures moyennes.	Plus grandes chaleurs.	Plus grands froids.	Variations totales.
30	48	12	36
20	41	— 1	42
10	34	— 14	48
0	26	— 26	52
— 10	19	— 36	58
— 20	12	— 52	64
— 23	9	— 57	66

Température de l'air au dessus du sol.

781. On sait que la température de l'air diminue à mesure qu'on s'élève au dessus de la surface de la terre. Ainsi, dans le voyage aérostatique de M. Gay-Lussac, où ce célèbre physicien s'est élevé jusqu'à 6979 mètres, la température a passé successivement de 30°,8 à —9°,5. Ce décroissement de température s'explique facilement. En effet, les rayons solaires qui pénètrent l'atmosphère sont en partie absorbés par l'air, et cela en quantité croissante avec la densité; en outre l'accroissement de température qui en résulte augmente aussi avec la densité, car la capacité calorifique augmente quand la pression diminue. Quant au rayonnement de la surface de la terre, il est facile de voir qu'il agit de la même manière et qu'il tend à établir une température décroissante à partir de la surface de la terre. A ces deux causes il faut encore ajouter le rayonnement des espaces planétaires et le rayonnement réciproque des couches d'air, causes qui ne peuvent pas changer le mode de distribution de chaleur, que les deux premières tendent à établir. On pourrait penser que la chaleur se répand aussi dans l'atmosphère par des courants semblables à ceux qui se produisent dans un vase plein d'eau qu'on échauffe par la partie inférieure; mais la progression du refroidissement dans l'atmosphère est incompatible avec ces mouvements, car de l'air chaud qui s'élèverait dans l'atmosphère se refroidirait par sa dilatation, et nous allons voir que la progression de ce refroidissement est beaucoup plus rapide que celle qui existe dans l'atmosphère, de sorte que l'air chaud des couches inférieures de l'atmosphère ne peut pas s'élever, et que de l'air qui serait à une température élevée ne pourrait monter qu'à une certaine hauteur, celle à laquelle la température qu'il prendrait par la dilatation serait égale à la température de l'atmosphère.

En effet, prenons, par exemple, les expériences de M. Gay-Lussac, que nous avons citées précédemment, et cherchons, à l'aide de la formule de M. Poisson (652), quelle température prendrait

de l'air à 30° sous la pression de 0^m,76, qui serait transporté à une hauteur de 6979^m, ou qui serait soumis à la pression de 0^m,328 que M. Gay-Lussac a observée à cette hauteur. On trouve que cette température serait de — 35°, tandis que la température à cette hauteur est seulement de — 9° : ainsi l'air du sol à 30° ne peut pas s'élever à la hauteur de 6979^m. Il serait facile de reconnaître par les mêmes calculs qu'il ne pourrait pas s'élever non plus à des hauteurs plus petites, en partant des températures observées à des hauteurs inférieures; les mêmes calculs appliqués à toutes les observations faites simultanément à la surface du sol et sur les montagnes élevées conduisent à la même conséquence, quoique, comme nous le verrons plus loin, la température sur les montagnes soit plus basse que dans l'atmosphère au dessus des plaines à la même hauteur. On voit sans peine que de l'air qui se trouverait à une température plus élevée que celle des couches inférieures de l'atmosphère s'élèverait à une certaine hauteur, d'autant plus grande que sa température serait plus élevée, et qu'il serait facile de calculer dans chaque cas particulier. Par exemple, si on voulait savoir à quelle hauteur se serait élevé de l'air à 100° le jour de l'expérience de M. Gay-Lussac, il faudrait, à l'aide de la formule de M. Poisson, construire une courbe dont les abscisses représenteraient les forces élastiques, et les ordonnées, les températures de l'air qui s'élève, et une autre courbe dont les abscisses représenteraient les forces élastiques, et les ordonnées, les températures de l'atmosphère correspondantes à ces abscisses : l'abscisse du point d'intersection des deux courbes serait la force élastique de l'air atmosphérique correspondante à la hauteur cherchée.

Il résulte de ce qui précède que l'air des hautes régions de l'atmosphère, quoiqu'à une température inférieure à celle du sol, contient, à poids égal, beaucoup plus de chaleur : car, par la même raison que l'air du sol transporté à une certaine hauteur y prendrait par sa dilatation une température inférieure à celle de l'air à cette hauteur, l'air de ces régions, ramené à la surface du sol, y prendrait une température supérieure à celle de l'air. Par exemple, de l'air à — 9° pris à 6979^m de hauteur sous la pression de 0^m,328 posséderait à la surface de la terre une température de 73°, tandis que celle des couches inférieures de l'atmosphère est seulement de 30°. Il résulte des nombreuses expériences faites sur la température de l'air à différentes hauteurs que la température baisse de 1° pour un accroissement de hauteur variable de 111^m à 283^m; mais ce dé-

croissement n'est pas uniforme. M. de Humboldt a constaté que dans les Audes il était très lent de 1000 à 3000 mètres, et qu'il était le plus rapide de 3000 à 4000.

M. Saigey, en combinant toutes les observations faites jusqu'ici, est parvenu au résultat suivant, lorsque la température du sol est de 30° :

Pressions.	Températures.	Différences de températures.
0mm	— 62,0	9,0
50	— 53,0	8,6
100	— 44,4	8,2
150	— 36,2	7,7
200	— 28,5	7,3
250	— 21,2	6,9
300	— 14,3	6,5
350	— 7,8	6,1
400	— 1,7	5,7
450	+ 4,0	5,3
500	+ 9,3	4,9
550	+ 14,2	4,4
600	+ 18,6	4,0
620	+ 22,6	3,6
700	+ 26,2	3,2
750	+ 29,4	
760	+ 30,0	

Dans ce tableau, les différences de températures diminuent régulièrement de 0°,4. M. Saigey admet, d'après l'ensemble des expériences faites à Genève, à Fribourg et au Saint-Bernard, que, pour toute autre température à la surface du sol, les différences secondes sont également constantes, et que ce nombre ainsi que la première différence sont proportionnels à la différence des températures du sol et des espaces planétaires : ainsi, par exemple, pour une température de 15° à la surface du sol, on aurait, pour déterminer la première différence, la proportion

$$30 + 62 : 15 + 62 : : 9 : x = 7,53 ;$$

et, pour la variation des différences,

$$62 + 30 : 62 + 15 : : 0,4 : x = 0,33.$$

Il serait facile d'après cela de calculer des tableaux semblables au précédent pour toute température de l'air à la surface du sol.

Si on calcule d'après le tableau précédent les hauteurs correspondantes aux pressions, on parviendra facilement à trouver les hauteurs correspondantes à des températures décroissantes de 5°. Alors on aura le tableau suivant :

Température.	Hauteur totale.	Hauteur pour chaque degré.
30	0	191
25	954	176
20	1835	169
15	2678	165
10	3505	165
5	4329	167
0	5163	171
— 5	6018	177
— 10	6902	185
— 15	7828	196
— 20	8807	212
— 25	9870	233
— 30	11034	262
— 35	12343	301
— 40	13849	369
— 45	15694	478
— 50	18086	713
— 55	21651	1597
— 60	29638	

Il résulte de ce tableau que le refroidissement va en s'accélérant jusqu'à une hauteur de 3 à 4000 mètres, et qu'au delà le refroidissement devient décroissant. Ainsi il y a une hauteur à laquelle la température de l'atmosphère décroît le plus rapidement possible. Cette hauteur augmente à mesure que la température du sol diminue; et comme le refroidissement n'éprouve que de faibles variations jusqu'au point où la chaleur décroît le plus rapidement possible, on peut le regarder comme uniforme; alors, en supposant successivement le sol à 30°, 20°, 10°, 0°, —10°, —20°, —30°, —40°, —50°, —60°, on trouve, terme moyen, que le refroidissement est de 1 degré pour 175^m, 190, 209, 235, 270, 323, 411, 588, 1038, ou 6144^m. Il résulte évidemment de là que le refroidissement de l'atmosphère est plus rapide en été qu'en hiver, et dans les pays chauds que dans les pays froids.

Ce qui précède n'est point applicable à l'air qui se trouve au dessus des grandes mers, pour lesquelles on n'a fait aucune expérience sur la température à différentes hauteurs; la faible variation diurne de température des mers et l'évaporation doivent produire dans l'air une loi de refroidissement différente de celle qui se manifeste dans la partie de l'atmosphère qui s'appuie sur les continents.

782. *Du froid des montagnes.* Sur tous les points du globe on a reconnu que le climat est plus rigoureux dans le voisinage des hautes chaînes de montagnes qu'à la même latitude dans les plai-

nes ou sur les plateaux. Il est très probable que deux causes différentes concourent à diminuer la température sur les montagnes. 1° L'air y étant plus rare qu'à la surface de la terre, le refroidissement nocturne y est plus grand, surtout lorsque les montagnes s'élèvent au dessus de la région ordinaire des nuages, qui est d'environ 3000m. A la vérité, la même cause augmente l'intensité des rayons solaires ; mais comme le calorique lumineux est en général peu affaibli par son passage à travers l'atmosphère, le premier effet l'emporte sur le second. 2° L'évaporation est plus rapide sur les montagnes que dans les plaines, à cause de l'étendue des surfaces, de l'agitation de l'air et de la diminution de pression.

Si on compare aux mêmes instants les températures de deux lieux voisins, inégalement élevés au dessus du niveau de la mer, on trouve que la température est toujours plus basse dans le lieu le plus élevé, et que cette différence décroît avec la température de chacun des lieux. Cette différence provient uniquement de l'action solaire ; par conséquent, si on calcule pour quelle température elle serait nulle, cette dernière sera évidemment une valeur approchée de la chaleur stellaire. Les expériences faites simultanément à Genève et à Fribourg donnent – 60 pour cette température, celles de Fribourg et du Saint-Bernard seulement — 43, et enfin celles de Genève et du Saint-Bernard — 45.

783. *Limite des neiges perpétuelles.* Dans tous les climats les neiges sont permanentes à des hauteurs plus ou moins considérables. En général, la limite où commencent les neiges perpétuelles s'élève à mesure qu'on se rapproche de l'équateur. Elle est à 4800m dans les régions de l'Inde situées sous l'équateur, à 2739m dans les Pyrénées, à 2670m dans les Alpes, à 1050m vers l'extrémité septentrionale de la Norwège. Mais les circonstances locales exercent une très grande influence sur cette hauteur. Dans chaque lieu elle dépend non seulement de la température moyenne annuelle, mais de la température du mois le plus chaud; elle s'élève ou s'abaisse avec cette température ; la quantité de neige accumulée pendant l'hiver, le voisinage de la mer, l'état plus ou moins brumeux du ciel, et la masse des montagnes, exercent aussi une grande influence.

784. *Influence de l'atmosphère sur la température de la terre.* Les rayons solaires qui pénètrent l'atmosphère n'arrivent à la surface de la terre qu'après avoir éprouvé une diminution d'intensité d'autant plus grande que ces rayons ont parcouru une plus grande épaisseur

d'air. Ainsi, la présence de l'atmosphère diminue l'intensité des rayons solaires; mais la terre échauffée rayonne à son tour de la chaleur obscure, qui est interceptée par l'atmosphère dans une proportion beaucoup plus grande que la chaleur lumineuse. Ainsi l'atmosphère diminue la rapidité du refroidissement de la terre; et comme ce dernier effet l'emporte de beaucoup sur le premier, l'effet total est d'augmenter la température de la terre. L'influence de l'atmosphère est absolument semblable à celle des vitres dans l'expérience de Saussure, rapportée (534). Si l'atmosphère augmentait de densité, la température de la terre augmenterait, et cette augmentation serait beaucoup plus grande encore si l'atmosphère était formée d'une substance comme le verre, qui se laisse facilement traverser par le calorique lumineux et intercepte presque complétement le calorique obscur. Indépendamment de cette action de l'atmosphère pour augmenter la température de la terre, elle agit encore pour diminuer les variations extrêmes de températures diurnes et annuelles : car la température de la terre est liée à celle de l'atmosphère, de manière que ces températures augmentent ou diminuent ensemble; et comme la masse de l'atmosphère est très grande, la quantité de chaleur qu'elle absorbe pour s'échauffer et se dilater, quand la température de la terre augmente, diminue la température qu'elle acquerrait sans cette influence; de même que, quand elle se refroidit, la quantité de chaleur émise par le refroidissement et la contraction de l'air diminue le refroidissement que la terre éprouverait si elle n'était pas enveloppée de son atmosphère. Ainsi l'atmosphère de la terre se comporte, relativement aux variations de température, comme le volant des machines, qui, en absorbant ou en restituant de la force, diminue l'étendue des variations de vitesse.

Des variations de la pression atmosphérique et des vents.

785. Dans un même lieu, à la surface de la terre, le baromètre éprouve des variations continuelles : les unes sont diurnes et périodiques; les autres purement accidentelles. On désigne sous le nom de *hauteur moyenne* du jour la somme des hauteurs observées d'heure en heure, divisée par 24. La hauteur moyenne du mois est la trentième partie de la somme des hauteurs moyennes des 30 jours du mois. La hauteur moyenne d'une année est égale à la somme des hauteurs moyennes des jours de l'année divisée par

leur nombre. Enfin la moyenne des hauteurs de plusieurs années donne la hauteur moyenne du lieu.

Entre les tropiques, les variations diurnes sont très régulières, et ne sont que très peu influencées par l'état de l'atmosphère ; mais à mesure qu'on s'approche des pôles elles se trouvent masquées de plus en plus par les variations accidentelles, et ne peuvent être reconnues que par la comparaison des moyennes de la même heure, déduites de 15 à 30 jours; en même temps l'amplitude des variations diminue. A l'équateur elle est de $2^{mm},55$; à 20° de latitude, de $2^{mm},24$; à 30°, de $1^{mm},88$; à 40°, de $1^{mm},37$; à 45°, de $1^{mm},06$; à 50°, de $0^{mm},65$, et à 60° elle disparaît. A l'équateur, les heures de maximum et de minimum sont invariables ; le baromètre atteint son maximum à 9 heures 23′ du matin et à 10 h. 23′ du soir, et son minimum à 4 h. 8′ du soir et 4 h. 13′ du matin. Dans nos climats les *maxima* et les *minima* ont lieu à des époques qui varient avec les saisons. Le maximum arrive entre 7 et 8 heures du matin pendant l'été, et de 9 à 10 pendant l'hiver ; le minimum du soir tombe entre 4 et 5 heures pendant la première saison, et entre 2 et 3 heures pendant la seconde. A Paris, la hauteur moyenne du jour a sensiblement lieu à midi et demi ; entre les tropiques elle a lieu à 1 heure après midi. A l'Observatoire de Paris on observe le baromètre à 4 et à 9 heures du matin, à midi, à 3 et à 9 heures du soir.

Les variations diurnes du baromètre ont été observées entre les tropiques jusqu'à 4888 mètres de hauteur ; au Saint-Bernard elles paraissent nulles.

Indépendamment des variations diurnes dont nous venons de parler, la hauteur du baromètre éprouve des variations accidentelles, qui paraissent dépendre des vents, de l'état pluvieux ou orageux du ciel. En général le baromètre monte quand le ciel est serein ; il descend quand il pleut, et surtout quand il se forme un orage. Le baromètre baisse par les vents chauds ; il monte par les vents froids. Vers les pôles les variations accidentelles sont très grandes, très irrégulières, et sont des indices certains des coups de vent.

L'amplitude des variations totales du baromètre augmente de l'équateur au pôle. A l'équateur elle est de 6 millimètres ; au tropique du Cancer, de 30 ; en France, de 40 ; à 25° du pôle, de 60. Les variations de part et d'autre de la hauteur moyenne ne sont pas égales. Les distances de la limite supérieure et de la limite in-

férieure à la hauteur moyenne sont entre elles comme 5 est à 3.

786. *Des vents.* Les vents s'animent presque toujours graduellement ; ils ont en général la température des lieux où ils ont pris naissance, et sont d'autant plus constants qu'on s'approche davantage de la zone torride. La direction des vents est modifiée par les obstacles qu'ils rencontrent ; ils ne se réfléchissent point, mais suivent la direction des surfaces qu'ils viennent frapper. La vitesse du vent est difficile à mesurer exactement ; on l'estime ordinairement par la pression exercée contre un ressort : on peut graduer l'instrument et déterminer les vitesses correspondantes en lui donnant une vitesse connue dans l'air calme. La plus grande vitesse du vent est de 35 à 45 mètres par seconde, à peu près de 30 lieues à l'heure. Il en résulte alors un *ouragan* capable de déraciner les arbres et de renverser les édifices.

On distingue deux espèces de vents : ceux qui sont périodiques et offrent une certaine régularité, et ceux qui sont accidentels. Nous décrirons les premiers avec quelques détails.

Les *brises* sont des vents qui soufflent sur les côtes maritimes : le jour, de la mer vers les terres, et la nuit, dans la direction contraire. La brise du jour ou du matin, ou le vent de mer, commence quelques heures après le lever du soleil ; elle cesse vers 4 ou 5 heures du soir. La brise de nuit ou du soir, ou le vent de terre, commence au coucher du soleil et dure jusqu'au retour de l'aurore. Les brises s'observent toute l'année dans la zone torride, et en été seulement dans la zone tempérée : elles ne se font sentir qu'à une petite distance des côtes, sur les terres et sur la mer.

Dans la zone torride, et principalement sur les mers qui forment de vastes golfes, règnent des vents qu'on désigne sous le nom de *moussons*, et qui soufflent dans un sens pendant un certain temps, et dans le sens contraire pendant le reste de l'année. Leur direction n'est jamais ni parallèle ni perpendiculaire à l'équateur ; elle tend toujours vers l'hémisphère que le soleil échauffe le plus, et change quand le soleil passe par la verticale du lieu que l'on considère.

Enfin, dans les grandes mers, et loin des côtes, il existe des vents qui soufflent en général de l'est à l'ouest, et qu'on désigne sous le nom de *vents alizés*. Ils s'étendent de chaque côté de l'équateur jusqu'à 30° de latitude. Leur direction, d'abord parallèle à celle des moussons, s'incline ensuite d'autant moins vers l'équateur qu'ils s'en rapprochent davantage. On avait cru qu'au nord de l'équateur les

vents alizés soufflaient constamment du nord-est, et qu'au sud ils étaient dirigés vers le sud-est ; mais les phénomènes ne sont pas les mêmes dans tous les méridiens ; en chaque lieu ils changent d'ailleurs avec les saisons ; le voisinage des continents les modifie dans leur force et dans leurs directions. Sur la côte occidentale du Mexique, de Panama à la Péninsule de la Californie, entre 8° et 22° de latitude nord, le courant est renversé.

787. *Cause des variations de pression de l'atmosphère et des vents.* Lorsque l'air s'échauffe il se dilate, et le mouvement dirigé de bas en haut qui accompagne cette dilatation produit nécessairement un accroissement de pression ; mais comme la vitesse de l'air pendant la dilatation est très petite, la pression qui en résulte est tout à fait insensible. Les variations de pressions ne peuvent point non plus provenir de la diminution de pesanteur qu'éprouve l'atmosphère en s'éloignant ou en se rapprochant de la terre par son échauffement ou son refroidissement, parce que cette cause de variation, quoique plus grande que la première, est encore beaucoup plus petite que les variations barométriques diurnes. Les variations du baromètre proviennent, comme nous allons le faire voir, d'une augmentation ou d'une diminution réelle de la colonne d'air qui pèse sur le baromètre.

Considérons dans l'atmosphère les couches de même élasticité. En supposant que la température de l'atmosphère soit constante, elles seraient terminées par des surfaces parallèles à celles des mers ; et, si dans chaque verticale la température variait suivant une loi quelconque, mais la même pour toutes, les couches seraient encore terminées par des surfaces de forme et de position invariables, qui se rapprocheraient ou s'éloigneraient ensemble de la surface de la terre. Supposons maintenant que l'atmosphère éprouve une augmentation locale de température, et examinons ce qui arrivera dans des lieux voisins inégalement élevés au dessus du sol : les couches de même élasticité se relèveront, et l'effet produit sur chacune d'elles sera égal à la somme des effets produits sur les couches inférieures. Ainsi les couches qui dépassent les lieux les plus élevés seront beaucoup moins relevées dans les parties qui sont situées au dessus de ces lieux que dans les autres ; l'équilibre, par conséquent, ne pourra pas subsister, et l'air s'écoulera des lieux bas vers les lieux élevés, et ce serait le contraire si l'air se refroidissait. Ainsi, dans le premier cas, la pression devra diminuer dans les plaines et augmenter sur les montagnes, et dans le second cas ce sera l'inverse. On n'a point à tenir

compte de l'air qui, dans le premier cas, pourrait arriver des lieux qui seraient moins élevés, ni, dans le second, de l'air qui afflue des lieux plus élevés encore, attendu qu'en général l'air qui s'écoule se dirige dans toutes les directions, et que la quantité d'air reçue est très petite relativement à la perte.

Considérons maintenant un lieu ayant une hauteur moyenne au dessus du niveau de la mer, et rappelons-nous que les continents forment une série de plateaux qui s'élèvent progressivement, à partir du niveau de la mer. Lorsque la chaleur sera à son maximum ou à son minimum, l'air affluera vers les lieux plus élevés ou plus bas. Ainsi il y aura deux minimum de pression, l'un vers 3 heures du soir, l'autre vers 3 heures du matin; et la plus grande pression aura lieu aux époques de la température moyenne, c'est-à-dire vers 9 heures du matin et du soir. On explique facilement, d'après ce qui précède, pourquoi, dans les lieux peu élevés au dessus de la mer, la pression de l'air est plus grande en hiver qu'en été, et pourquoi c'est le contraire dans les lieux très élevés. En effet, les lieux peu élevés au dessus de la mer reçoivent, pendant l'hiver, des courants de tous les plateaux voisins plus élevés, tandis que les lieux très élevés en reçoivent pendant l'été seulement. Les vents chauds ou froids produisant le même effet que le passage subit à une saison chaude ou froide, les vents chauds feront baisser le baromètre dans les lieux bas, et le feront monter dans les lieux élevés; et ce sera le contraire pour les vents froids.

Ces courants d'air périodiques diurnes, qui résultent des inégalités du sol, se manifestent dans toute l'étendue des continents, où ils ont des directions variables avec les accidents du terrain; mais ils se régularisent à l'approche des grandes mers, où ils produisent les brises, qui sont réellement la résultante de toutes les brises qui se produisent dans l'intérieur des continents. Les mouvements annuels du soleil produisent des phénomènes analogues. En supposant que dans tous les lieux la température soit égale, pendant chaque jour, à la température moyenne du jour, l'air marchera pendant la saison chaude des lieux bas vers les lieux élevés, et en sens contraire pendant le reste de l'année. Ce sont ces courants qui, modifiés par les brises diurnes, les grandes chaînes de montagne et la direction des continents, produisent les vents moussons. Ils sont principalement sensibles dans les grands golfes, parce que les brises diurnes des rivages opposés, étant dirigées en sens contraires, se détruisent. Ils sont dirigés, au printemps et en été, de l'hé-

misphère sud vers l'hémisphère nord, et en sens contraire en automne et en hiver, parce que les grands golfes ont leur ouverture dirigée vers le sud; enfin les vents moussons, qui naissent des deux côtés de l'équateur, produisent, par leur rencontre au loin des côtes, les vents alizés. Ainsi les brises qui apparaissent sur les bords de la mer sont la résultante des brises diurnes qui se forment dans l'intérieur des continents; les moussons, la résultante des brises diurnes et annuelles; et les vents alizés, la résultante des moussons.

Cette explication si simple et si satisfaisante des variations du baromètre et des vents périodiques est due à M. Saigey. Jusque alors on avait essayé seulement d'expliquer les vents alizés : on prétendait qu'ils provenaient de ce que, la terre étant plus échauffée à l'équateur que partout ailleurs, l'air s'élevait à l'équateur pour se déverser vers les pôles, et qu'il était remplacé par l'air des régions plus éloignées de l'équateur, qui, arrivant avec une vitesse de rotation plus petite, produisait l'effet d'un vent dirigé en sens contraire du mouvement de la terre, et par conséquent d'orient en occident. Mais d'abord ces vents devraient être plus forts dans les régions tempérées que vers l'équateur, attendu que la chaleur et le mouvement de rotation varient plus rapidement; ce qui n'existe pas. En second lieu, nous avons démontré que la progression du refroidissement de l'atmosphère est telle, que l'air de la surface de la terre ne peut pas s'élever. D'ailleurs, les vents qui règnent dans la partie septentrionale de l'Afrique, depuis les côtes de Guinée jusqu'à celles de Nubie, sont excessivement chauds, et n'existeraient pas si cet air chaud pouvait s'élever.

788. La cause des variations du baromètre que nous venons de signaler n'est cependant point la seule : car l'attraction exercée par la lune et le soleil sur l'atmosphère y produit des mouvements analogues aux marées, et des variations de pression. D'après une longue série d'observations, M. Flaugergues a découvert que le baromètre monte, depuis l'époque où la lune est à 135° du méridien vers l'est, jusqu'à 90° ouest, et que l'étendue de cette variation est de $1^{mm},48$. Les observations de M. Flaugergues ont été confirmées par celles de M. Bouvard. On trouve, par le calcul, que l'influence du soleil n'est, comme dans les marées, que le tiers de celle de la lune, et que l'action lunaire diminue la pression barométrique d'une quantité qui varie de $1^{mm},99$ à $2^{mm},73$.

Indépendamment des vents réguliers dont nous venons de par-

ler, il en est d'autres qui sont accidentels. Il est probable que ces derniers proviennent principalement de la diminution de pression qui accompagne nécessairement la précipitation de la vapeur atmosphérique, car la condensation des nuages doit produire un vide partiel vers lequel l'air environnant se précipite; et quelquefois de l'air entraîné par la chute de la pluie, et qui se répand ensuite dans toutes les directions, car, lorsqu'il pleut en un point de l'horizon, le vent paraît toujours venir de cette direction. Il existe aussi probablement d'autres causes encore inconnues de ces vents accidentels souvent si violents.

Condensation des vapeurs dans l'atmosphère.

789. Supposons d'abord que la terre soit privée de son atmosphère d'air, et recouverte d'eau sur toute sa surface, et que la température de la terre, ainsi que celle de l'espace environnant, soit constante : il est évident que l'eau se réduira en vapeur, et que cette vapeur formera une atmosphère dans laquelle la densité ira en décroissant depuis la surface de la terre; que l'évaporation et le mouvement de la vapeur cesseront à l'instant où la pression à la surface du sol sera égale à la force élastique maximum de la vapeur à la températnre commune; et que la pression exercée sur une couche quelconque sera égale à la force élastique de cette couche. Alors, cet état une fois établi subsisterait indéfiniment; il n'y aurait plus ni évaporation, ni condensation de vapeur, et par conséquent point de pluie. Le même effet aurait évidemment lieu si la température, au lieu d'être constante comme nous l'avons supposé, était croissante à partir de la surface de la terre. Si nous supposons la température décroissante, la loi de décroissement pourra encore être assez lente pour que les couches de vapeur, qui sont de plus en plus dilatées par la diminution de pression, et qui se trouveront contractées par le refroidissement, n'atteignent pas la limite de densité; alors rien ne sera changé. Mais, si la loi du refroidissement est beaucoup plus rapide, les couches se condenseront en partie; l'eau provenant de cette condensation retombera sur la surface de la terre, et la pression sur les eaux étant diminuée, l'évaporation se reproduira : ainsi on aura un mouvement permanent de vapeurs qui s'élèveront, et d'eau qui tombera.

Rétablissons maintenant l'atmosphère d'air : rien ne sera changé; seulement le mouvement de la vapeur sera ralenti, et la présence

des continents ne peut évidemment avoir qu'une influence du même genre. Ainsi l'existence de la pluie à la surface du globe tient à la loi du refroidissement de l'atmosphère.

On peut facilement reconnaître que la vapeur qui s'élève de la surface de la terre se rapproche toujours du maximum de densité correspondant à la température des couches de l'atmosphère dans lesquelles elle se trouve, et qu'elle finit par se liquéfier. En effet, prenons de l'air saturé de vapeurs d'eau, à la surface du sol à 30°, sa force élastique est de $7^m,92$, et $\frac{7,92}{760}$, de la force élastique totale; et elle restera toujours la même fraction de cette force élastique totale, quand elle variera par les changements de pression et de température: or, à une hauteur de 6979^m, la température étant — 9° et la pression 328^{mm}, il s'ensuit que la force élastique de la vapeur sera $328 \times 7^{mm},92 : 760 = 4^{mm},26$, tandis qu'à —9° la force élastique maximum de la vapeur est seulement de $2^{mm},79$.

La vapeur qui se précipite dans l'atmosphère se réunit d'abord en très petits globules qui constituent les nuages, et ces globules ne tombent à la surface de la terre que quand ils ont atteint de certaines dimensions par leur réunion.

La suspension des nuages dans l'atmosphère est difficile à expliquer. Saussure regardait les nuages comme formés de petites vésicules creuses, renfermant de l'air saturé de vapeur d'eau; mais l'air extérieur étant très voisin de la saturation, il est difficile d'admettre que l'enveloppe soit assez mince pour que la vésicule ait une densité égale à celle de l'air ou plus petite. D'ailleurs, cette opinion était principalement fondée sur la grande élasticité des bulles de vapeurs condensées, lorsqu'elles viennent frapper des corps qu'elles ne peuvent pas mouiller; mais la grande vitesse avec laquelle elles se meuvent et rebondissent n'est pas conciliable avec l'état vésiculaire, car alors leur densité différerait peu de celle de l'air, et elles devraient perdre rapidement leur vitesse par la communication du mouvement à l'air environnant; en outre, l'air dans les vésicules devrait être comprimé pour s'opposer à la tendance des molécules d'eau à se réunir, comme cela arrive quand on forme une bulle de savon à l'extrémité d'un tube, et qu'on enlève le tube de la bouche : la bulle diminue rapidement de volume et finit par disparaître; mais alors, comme l'eau dissout d'autant plus d'air qu'il est plus comprimé, l'air se dissiperait à travers l'enveloppe, et la vésicule disparaîtrait bientôt. On a appuyé l'hypothèse des vésicules

creuses, sur ce que les nuages ne forment pas d'arc-en-ciel dans les positions convenables du soleil et de l'observateur; ce qui arriverait dans le cas où ils seraient formés de gouttes d'eau; mais en admettant que ces gouttes soient très petites, les bandes colorées auraient une si faible intensité qu'elles seraient inappréciables. Il résulte de tout cela que les nuages sont très probablement formés de gouttes d'eau d'un très petit diamètre, dont la densité est diminuée par la couche d'air adhérente; mais il reste à expliquer leur suspension et leur agglomération.

Fresnel, en partant de ce fait, que l'air se laisse facilement traverser par le calorique rayonnant, et s'échauffe facilement quand il est en contact avec des corps solides ou liquides, admet que l'air qui remplit les intervalles des globules d'eau est à une température plus élevée que l'air environnant, et que cet air et les globules forment un tout d'une densité égale à celle de l'air de cette région ou plus petite. M. Saigey admet que les globules des nuages, étant toujours plus denses que l'air, ne peuvent jamais être soutenus que momentanément par leur mouvement, comme la poussière dans l'air; que ces globules tendent toujours à tomber et tombent en effet; mais que, rencontrant dans leur chute de l'air non saturé, ils se dissolvent, et que la vapeur est ramenée dans la région des nuages : ainsi le nuage perdrait et recevrait constamment de la vapeur, et l'équilibre ne serait qu'apparent. Les circonstances admises par M. Saigey se réalisent dans un grand nombre de circonstances, peut-être toujours; elles expliquent la formation et les variations de volume des nuages; mais elles ne rendent point compte d'une manière satisfaisante de la permanence de formes et de grandeurs que les nuages conservent souvent pendant un temps assez long, ni de leurs mouvements ascendants ou descendants qui correspondent avec les mouvements de même nature du baromètre. Je regarde comme très probable que les nuages ont réellement une densité égale à celle de la région de l'atmosphère dans laquelle ils se trouvent, par les raisons admises par Fresnel; mais qu'il peut s'en échapper des globules en quantité plus ou moins grande, qui vont se dissoudre dans les couches d'air inférieures, et qu'ils reçoivent aussi de la vapeur qui s'élève constamment des couches d'air inférieures. Jusqu'ici on n'a pu expliquer d'une manière satisfaisante pourquoi les gouttelettes des nuages se réunissent en flocons, au lieu de se disséminer dans l'air.

Les nuages sont ordinairement distribués par étages, et ceux

d'un même étage sont alignés par leurs parties inférieures, et leur épaisseur va en diminuant avec l'ordre des étages. Le second étage est en général produit par le premier, parce que le premier, absorbant facilement les rayons solaires, produit d'abondantes vapeurs, qui s'élèvent; le troisième étage est de même produit par le second, et ainsi de suite. Les parties inférieures des étages sont à la même hauteur, parce que ces nuages proviennent de vapeurs formées sur la terre, ou sur un étage inférieur qui s'est dissipé, et qui ont dû s'élever à une certaine hauteur déterminée pour acquérir le maximum de densité. La hauteur des nuages varie de 1000 à 1200 mètres; mais le centre de la région des nuages est à 3000 mètres environ, où la variation de température de l'air est la plus rapide. On remarque dans tous les pays que les nuages se forment principalement autour des montagnes, et que ceux qui se produisent au loin se dirigent vers ces montagnes, comme s'ils étaient attirés. Ces deux faits proviennent du froid des montagnes, qui facilite la formation et abaisse la région des nuages; alors les nuages voisins se précipitent vers les montagnes, comme des corps pesants sur des routes inclinées.

Les nuages se forment constamment par les vapeurs qui s'élèvent de la surface de la terre; mais il s'en forme aussi à la suite de tout refroidissement subit de l'air. Ces refroidissements proviennent, indépendamment de la variation diurne de l'action solaire, de la diminution de pression barométrique à laquelle succède nécessairement une dilatation, et, par suite, un refroidissement, des vents froids, et surtout de la rencontre des vents chauds et froids, parce que, la quantité de vapeurs qui sature l'air croissant beaucoup plus rapidement que la température, la quantité de vapeurs qui sature deux masses d'air à des températures différentes est beaucoup plus grande que celle qui sature leur mélange.

Considérons deux volumes d'air aux températures t et t', saturés de vapeurs dont les tensions sont f et f'. En supposant que la vapeur se comporte comme un gaz permanent, et en négligeant la variation de capacité calorifique de l'air à volume constant, la vapeur prendrait une tension représentée par $\frac{Vf+V'f'}{V+V'}$, l'air et la vapeur une température égale à $\frac{Vt+V't'}{V+V'}$. Soit maintenant MN (fig. 449) une courbe dont les abscisses représentent les températures, et les ordonnées les tensions maxima de la vapeur correspondantes à ces températures : cette courbe sera évidemment convexe vers l'axe AX, puisque les tensions de la vapeur croissent plus rapidement que les températures. Représentons par AC et AD les températures des deux masses d'air. Si on mène la corde BE, et si on

prend sur cette corde un point O tel qu'on ait la proportion $BO : EO :: V : V'$, on aura

$$Ok = f + \frac{(f'-f)V'}{V+V'} = \frac{Vf+V'f'}{V+V'} \quad \text{et} \quad Ak = t + \frac{(t'-t)V'}{V+V'} = \frac{Vt+V't'}{V+V'}.$$

Ainsi Ak et Ok représentent la température et la tension de la vapeur dans le mélange; mais, comme Ok est plus grand que kl, et que kl est la tension maximum de la vapeur à la température Ak, il s'ensuit qu'une partie de la vapeur sera condensée.

790. *De la pluie.* Lorsque les globules d'eau qui constituent les nuages se sont réunis, soit par leur rencontre fortuite, résultant de leur mouvement, soit par d'autres causes qui nous sont inconnues, et ont formé des gouttes qui ne peuvent plus être soutenues, elles se précipitent vers la surface de la terre; quelquefois elles se vaporisent complétement pendant leur chute, d'autres fois elles tombent sur la terre avec les caractères connus de la pluie.

La quantité d'eau qui tombe de l'atmosphère se mesure avec des instruments qu'on désigne sous les noms de *pluvimètres* ou d'*udomètres*. Ils sont disposés de la manière suivante. *ABCD* (*fig.* 450) est un vase cylindrique d'environ 20 centimètres de diamètre et de 30 centimètres de hauteur; il est ouvert à la partie supérieure, fermé à la partie inférieure, et garni, à quelques centimètres de son bord supérieur, d'une cloison conique *EGF*, percée d'un orifice au sommet *G* ; à la partie inférieure du vase se trouve un tube métallique *HI*, terminé par un tube de verre *KI*, ouvert et divisé en centimètres et millimètres, à partir de la hauteur du fond *BC* du vase ; le tube *KI* sert à mesurer la hauteur de l'eau dans le vase *ABCD*, et la cloison *EGF* s'oppose à l'évaporation de l'eau.

La quantité de pluie qui tombe est en général plus grande sur les montagnes que dans les plaines, plus grande sur les côtes que dans l'intérieur des continents, et plus grande dans les saisons chaudes que dans les saisons froides. Entre les tropiques, la saison des pluies commence lorsque le soleil passe par le zénith en marchant vers le solstice d'été ; elle finit quand le soleil repasse par la même verticale. La saison des pluies est déterminée par la direction des vents moussons. En général, la quantité de pluie annuelle augmente des pôles à l'équateur, parce que la quantité de vapeurs contenue dans l'air augmente avec la température moyenne ; cependant la quantité de pluie n'est pas la même dans tous les lieux ayant la même latitude, car les circonstances locales exercent une grande influence. En Europe il tombe plus d'eau le jour que la nuit, c'est le contraire dans les régions équinoxiales. Le tableau suivant ren-

ferme les quantités moyennes d'eau qui tombent à Paris dans les différents mois de l'année.

Janvier	38 millim.	Juillet	59 millim.
Février	41	Août	51
Mars	28	Septembre	51
Avril	53	Octobre	37
Mai	60	Novembre	47
Juin	61	Décembre	38
		Quantité totale annuelle	564

De 1817 à 1829 la quantité annuelle de pluie a varié de 470^{mm} à 690^{mm}.

Dans les lieux peu éloignés, la quantité de pluie diminue à mesure que ces lieux sont plus élevés. Les quantités mensuelles de pluie que nous venons de rapporter ont été recueillies dans un instrument placé dans la cour de l'Observatoire ; un instrument semblable, placé sur la terrasse, à une hauteur de 28^{m}, a donné pour moyenne de 7 ans 495^{mm},51, tandis que l'udomètre de la cour a donné 563^{mm}. M. Boussaingault a obtenu des résultats analogues en Amérique. Ce fait a été aussi reconnu en Europe par plusieurs physiciens, de sorte qu'il est bien constaté. Il est très probable qu'il provient de l'accroissement de volume des gouttes de pluie par la condensation des vapeurs qu'elles rencontrent dans leur chute.

Tableau des quantités moyennes annuelles de pluie dans différents points du globe.

	cent.		cent.
Cap Français (Saint-Domingue)	308	Naples	95
La Grenade (Antilles)	284	Douvres	95
Tivoli (Saint-Domingue)	273	Viviers	92
Carfagnana	249	Lyon	89
Bombay	208	Liverpool	86
Calcuta	205	Manchester	84
Kendal	156	Venise	81
Gênes	140	Lille	76
Charlestown	130	Utrecht	73
Joyeuse	129	La Rochelle	66
Pise	124	Paris	56
Milan	96	Marseille	47
		Pétersbourg	46

Il existe des localités où il ne pleut presque jamais, telles que la

Basse-Egypte, Cumana et Lima. Entre les tropiques il pleut quelquefois par un ciel pur ; les gouttes sont alors rares et très grosses. (M. de Humbolt.)

791. *Des brouillards et du serein.* Les brouillards sont des nuages suspendus près de la surface de la terre. Ils résultent toujours du refroidissement subit de l'air au delà du point nécessaire pour amener la vapeur qu'il contient au maximum de densité. Presque partout il se forme immédiatement après le coucher du soleil des brouillards qui disparaissent quelques heures après. Ils proviennent du refroidissement de l'atmosphère par le rayonnement vers les espaces planétaires ; leur dissipation résulte du mouvement ascensionnel des vapeurs non condensées qui saturent l'air dans lequel le brouillard s'est développé, vapeurs qui sont ensuite remplacées par de nouvelles, provenant des gouttelettes du brouillard : la chaleur rayonnante de la terre, que le brouillard intercepte en grande partie, facilite cette dissipation. Les eaux des mers, des lacs et des rivières, n'éprouvant pendant la nuit qu'un faible abaissement de température, à cause du renouvellement des couches de la surface, produisent, le matin, des vapeurs qui se condensent en partie en pénétrant dans l'air refroidi, et forment des brouillards de peu d'épaisseur, et qui s'étendent peu au-delà de la surface des eaux. A l'époque du dégel il se forme aussi des brouillards sur les rivières. Ils proviennent du refroidissement que l'air éprouve par le contact des eaux. Il se produit encore dans d'autres circonstances des brouillards dont l'origine est complétement inconnue : tels sont les *brumes* qui recouvrent souvent les mers *polaires*, et les brouillards secs qu'on observe principalement en Hollande ; ils apparaissent une ou deux fois par an, durent plusieurs jours ; ils sont diversement colorés, et ont souvent une odeur très forte.

On désigne sous le nom de *serein* une pluie très fine qui tombe ordinairement, en été, après le coucher du soleil, par un ciel sans nuages. Le serein est probablement produit par la même cause que les brouillards du soir, dont nous venons de parler ; seulement les gouttelettes qui résultent de la condensation de la vapeur se réunissent immédiatement, de manière à former des gouttes assez volumineuses pour tomber.

792. *De la rosée.* On donne le nom de rosée à ces gouttelettes d'eau plus ou moins volumineuses qu'on trouve le matin sur les plantes. L'explication de la rosée est due à M. Wells ; elle repose

sur le rayonnement nocturne de la terre. Pendant les nuits sereines, la terre et l'atmosphère, en rayonnant vers les espaces planétaires qui sont à une très basse température, se refroidissent; mais la croûte extérieure de la terre, par son état solide et son grand pouvoir rayonnant, se refroidit plus que l'atmosphère : alors les couches d'air qui se trouvent en contact avec elle se refroidissent, la vapeur qu'elle renferme s'approche toujours davantage du maximum de densité, et si le refroidissement est assez grand, elle l'atteint, et la vapeur se dépose sur les corps refroidis, comme sur la surface d'un vase plein d'eau froide placé dans de l'air chaud, ou comme sur la surface intérieure des vitres des appartements, lorsque l'air extérieur est beaucoup plus froid que l'air intérieur. Cette explication est une conséquence nécessaire des faits suivants, observés par Wells.

Pendant la nuit, l'herbe est souvent à une température de 4° à 8° inférieure à celle de l'air à 1m,2 au dessus du sol. Par un temps calme et serein, dans les lieux abrités des rayons solaires, et d'où on découvre une grande partie du ciel, cette différence commence à se faire sentir aussitôt que la chaleur de l'atmosphère diminue; sous les mêmes circonstances elle persiste le matin, quelque temps après le lever du soleil. Ce refroidissement nocturne du sol pendant les nuits calmes et sereines a été confirmé depuis par les expériences du capitaine Sabine, à la Jamaïque, et par celles de M. Boussingault, dans les Cordilières de la Nouvelle-Grenade. Pendant les nuits très sombres l'herbe n'est jamais plus froide que l'air; et si la nuit devient orageuse après avoir été sereine, la température de l'herbe remonte aussitôt : la présence d'un nuage au zénith suffit pour produire cet effet. Mais la température des métaux s'abaisse très peu; et en général, dans les mêmes circonstances, l'abaissement de température des corps varie dans le même sens que leur pouvoir émissif. Deux thermomètres semblables, dont l'un avait sa boule nue, et l'autre recouverte de duvet de cygne, substance douée d'un grand pouvoir émissif, ayant été placés au dessus d'une table vernie reposant sur le sol par des pieds déliés, la différence de température, pendant une nuit sereine, s'éleva jusqu'à 8°. L'abaissement de température a également lieu par un temps sec, lorsqu'il n'y a pas de rosée. Enfin M. Wells a constaté l'influence de l'amplitude du rayonnement des corps vers le ciel : deux flocons de laine de même poids et de même volume ayant été

placés, pendant la même nuit, l'un au fond d'un cylindre vertical ouvert par les deux bouts et posé sur le sol, l'autre sur l'herbe, le premier se chargea de 2 grains de vapeur, et le second de 16 grains.

Il résulte de la théorie que nous avons exposée 1° que la rosée ne doit se déposer en grande quantité que dans les nuits calmes et sereines; 2° qu'un vent léger pendant une nuit sereine doit augmenter la rosée, en renouvelant l'air en contact avec les corps qui ont déjà déposé l'excès de leurs vapeurs; mais un vent trop fort, en réchauffant les corps, tendrait au contraire à diminuer la rosée; 3° que la rosée doit être plus abondante en été qu'au printemps et en automne, et plus dans ces dernières saisons qu'en hiver, parce que c'est dans les premières saisons que la température de l'air, la nuit et le jour, diffère davantage, et que l'air dans le jour est plus chargé de vapeurs; 4° que la rosée doit se former en général toute la nuit, mais en plus grande quantité de minuit au lever du soleil, parce que cette dernière partie de la nuit est plus froide que la première; 5° que les corps doivent d'autant plus se couvrir de rosée que leur refroidissement est plus grand, c'est-à-dire que leur pouvoir rayonnant est plus grand, leur conductibilité plus petite, et qu'ils sont mieux soustraits au rayonnement des corps environnants; 6° que, toutes choses égales d'ailleurs, les corps doivent d'autant plus se couvrir de rosée que l'amplitude de leur rayonnement vers le ciel est plus grande. Tous ces faits sont parfaitement confirmés par l'expérience.

Le refroidissement des corps pendant la nuit, lorsqu'ils peuvent rayonner librement vers le ciel, explique très bien l'influence des abris dont se servent les jardiniers pour préserver du froid les plantes les plus délicates. Wells a fait à cette occasion une expérience très curieuse que nous rapporterons. Il avait fixé dans le sol, aux quatre angles d'un carré de 2 pieds de côté, quatre piquets minces qui s'élevaient perpendiculairement de 6 pouces; il attacha ensuite aux bouts des piquets les quatre angles d'un mouchoir de batiste très fin, et il reconnut que la température de l'herbe abritée était toujours plus élevée que celle de l'herbe environnante, du moins quand celle-ci était plus froide que l'air; et une fois il trouva que la température de l'herbe abritée était de 6°,1 plus élevée que celle de l'air. Un abri garantit également bien le sol, quelle que soit la hauteur à laquelle il est placé, pourvu que ses dimensions augmentent avec l'éloignement, de manière à intercepter toujours la même éten-

due du ciel. Les écrans verticaux préviennent aussi une partie du refroidissement, en cachant aux corps placés derrière une portion du ciel ; mais comme le rayonnement vertical produit beaucoup plus d'effet que le rayonnement latéral, à cause de la plus grande épaisseur de l'atmosphère dans cette dernière direction, les écrans verticaux produisent moins d'effet que des écrans horizontaux qui intercepteraient la même étendue du ciel. Les indigènes des plaines élevées du Cosco employaient un moyen très efficace pour protéger leurs champs contre le refroidissement nocturne : ils les couvraient d'un nuage artificiel, en brûlant autour de la paille mouillée et du fumier. Il est important de remarquer que la précipitation de la rosée diminue le refroidissement que les corps éprouveraient dans un air sec, à cause de la chaleur émise par la condensation de la vapeur.

Les conditions les plus avantageuses pour produire un grand refroidissement par le seul rayonnement d'un corps vers l'espace seraient de le placer pendant une nuit calme et sereine devant un miroir concave, poli intérieurement et extérieurement, et supporté par des corps très mauvais conducteurs de la chaleur. Par ce moyen, le rayonnement total du corps serait dirigé vers le ciel, ou directement ou par réflexion ; et les corps environnants ne pouvant l'échauffer, ni par une communication directe, ni par rayonnement, ce corps éprouverait un très grand refroidissement.

Depuis un temps immémorial, on fait au Bengale de la glace par un procédé fondé sur le rayonnement des corps vers l'espace. On place des vases de terre peu profonds sur des couches de cannes à sucre, ou de tiges de maïs non comprimées : si, pendant la nuit, le ciel est pur et l'air calme, et que sa température s'abaisse au dessous de 10°, l'eau se congèle. M. Wells a essayé ce procédé en Angleterre pendant l'été, et il a parfaitement réussi.

Leslie a imaginé un instrument au moyen duquel on peut constater le refroidissement des corps par leur rayonnement vers l'espace ; il est représenté fig. 451. Cet appareil se compose d'un thermomètre différentiel *abcd*, dont la boule *a* est recouverte d'une feuille d'or, et dont la boule *d* est placée au foyer du miroir ; cet instrument exposé en plein air, à l'abri des rayons solaires et par un temps serein, indique l'abaissement de température provenant du rayonnement du corps, diminué des rayons reçus dans la direction de l'axe du miroir. On vérifie facilement au moyen de cet instru-

ment l'influence des nuages sur le refroidissement. Aussitôt qu'un nuage passe devant le miroir, le thermomètre différentiel monte. Pour mesurer le rayonnement vers le ciel dans différentes directions et dans différentes circonstances, il serait plus avantageux d'employer une pile thermo-électrique, disposée comme nous l'avons indiqué (478), dont une des extrémités serait armée d'un miroir conique de 25° à 30° d'ouverture, et de 4 à 5 pouces de longueur. La pile étant mise en communication avec un bon rhéomètre, la déviation de l'aiguille mesurerait le refroidissement dans la direction de l'axe du cône.

MM. Wells, Pictet et Six, ont reconnu que, pendant les nuits sereines, la température de l'air va en croissant depuis la surfaface de la terre jusqu'à une certaine hauteur, à partir de laquelle la température diminue. A 2 mètres du sol, un thermomètre peut marquer deux ou trois degrés de moins qu'à 15 ou 20 mètres : cette singulière anomalie provient probablement du refroidissement de la terre, qui se communique aux couches d'air les plus voisines. Quoi qu'il en soit, ce fait explique pourquoi la rosée est plus abondante à la surface de la terre, et pourquoi souvent un vent léger la fait disparaître, en amenant à sa surface les couches supérieures de l'air qui sont plus chaudes.

L'humidité dont se couvrent les murs de nos habitations, quand un vent chaud succède à un temps froid, a évidemment la même cause que la rosée.

793. *Du givre ou gelée blanche.* Le givre est formé de cristaux de glace très déliés, réunis en masses floconneuses sur les parties supérieures des tiges et des feuilles. Il provient évidemment de la congélation de la rosée pendant sa formation : aussi les flocons de givre sont principalement placés sur les parties des plantes qui sont le mieux disposées pour se refroidir par le rayonnement. Le givre, comme la rosée, empêche les plantes d'éprouver le refroidissement qu'elles subiraient dans un air sec, à cause de la chaleur dégagée par la liquéfaction de la vapeur et par la congélation de l'eau ; en outre, le givre, par son faible pouvoir conducteur, diminue le refroidissement que les corps éprouveraient sans cette enveloppe. Quelquefois les brouillards se congèlent, et déposent sur les corps des croûtes hérissées de longues fibres prismatiques, dont les pointes sont dirigées du côté du vent ; ces dépôts congelés doivent être distingués de la gelée blanche, où l'eau n'est congelée qu'après sa précipitation.

794. *Du verglas.* On désigne ainsi une couche mince, unie et transparente, de glace, qui dans certaines circonstances recouvre les corps. Ces caractères indiquent que cette glace s'est formée sur place; et il est facile de voir que les conditions nécessaires de sa production sont : 1° une pluie peu abondante, 2° le sol à une température inférieure à 0°.

795. *De la neige.* Lorsque la vapeur se condense à une température inférieure à 0°, les molécules d'eau cristallisent, ces cristaux se réunissent en étoiles à six branches dont les formes sont très variées. Le capitaine Scoresby, dans son voyage aux régions polaires, en a observé quarante-huit; la fig. 452 en représente quelques unes. Quelquefois les étoiles qui tombent ensemble ont la même forme, d'autres fois elles ont des formes différentes; mais le plus souvent les étoiles se réunissent en flocons plus ou moins volumineux, dans lesquels il est difficile de reconnaître leur forme.

La densité de la neige varie de 1/3 à 1/8. Il tombe quelquefois de la neige par un ciel serein : c'est alors que les flocons affectent la forme la plus régulière. Lorsque la neige rencontre dans sa chute de l'air à une température supérieure à 0°, et qu'elle y séjourne assez long-temps, soit à cause de l'épaisseur de la couche, soit à cause de la lenteur de sa chute, elle se liquéfie et se transforme en pluie. Quelquefois la neige est formée de cristaux compactes serrés autour du centre : elle porte alors le nom de *gresil*. Le gresil tombe ordinairement dans nos climats à l'entrée du printemps. Il est probable que le gresil provient de flocons de neige qui ont d'abord éprouvé un commencement de fusion en traversant une couche d'air supérieure à 0°, et une nouvelle congélation en traversant une autre couche à une température inférieure à 0°. On rencontre quelquefois sur la neige des champignons microscopiques d'une teinte rouge (*uredo nivealis*) qui lui communiquent leur couleur. Ces singuliers végétaux se multiplient dans l'eau, mais ne deviennent rouges que sur la neige.

La neige, loin d'être une cause de refroidissement du sol qu'elle recouvre, diminue, au contraire, par sa faible conductibilité, le refroidissement qu'il éprouverait sans cette enveloppe conservatrice. Dans les lieux où les neiges sont permanentes, ce ne sont pas les mêmes neiges qui subsistent toujours : car, s'il en était ainsi, leur épaisseur augmenterait indéfiniment, tandis qu'elle ne varie qu'entre des limites assez restreintes; les couches inférieures se fondent constamment par la chaleur du sol, tandis que les couches supé-

rieures sont sans cesse diminuées par l'action de la chaleur solaire, des vents, et quelquefois de la pesanteur.

Les autres phénomènes qui se développent dans l'atmosphère seront examinés dans les chapitres consacrés à l'électricité et à la lumière.

FIN DU PREMIER VOLUME.

TABLE DES MATIÈRES

RENFERMÉES DANS LE PREMIER VOLUME.

Ire PARTIE. — CORPS PONDÉRABLES.

